

MODÉLISATION PHYSIQUE D'UN TRANSISTOR DE PUISSANCE IGBT - TRAÎNÉE EN TENSION À L'ENCLenchement

THÈSE N° 3215 (2005)

PRÉSENTÉE À LA FACULTÉ SCIENCES ET TECHNIQUES DE L'INGÉNIEUR

Institut des sciences de l'énergie

SECTION DE GÉNIE ÉLECTRIQUE ET ÉLECTRONIQUE

ÉCOLE POLYTECHNIQUE FÉDÉRALE DE LAUSANNE

POUR L'OBTENTION DU GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES

PAR

Serge PITTET

ingénieur électricien diplômé EPF
de nationalité suisse et originaire de Suchy (VD)

acceptée sur proposition du jury:

Prof. A.-Ch. Rufer, directeur de thèse
Dr S. Azzopardi, rapporteur
Dr F. Bauer, rapporteur
Prof. M.-A. Ionescu, rapporteur

Lausanne, EPFL
2005

Avant-propos

J'ai débuté mon activité professionnelle au Laboratoire d'Electronique Industrielle par un mandat de AD-Tranz, concernant la validation de différents macromodèles de transistors IGBTs dans des circuits particuliers. Les résultats obtenus en utilisant des modèles existants en commutation douce n'étaient pas satisfaisants, les phénomènes liés à l'enclenchement n'ayant été que peu étudiés. Il a été ainsi décidé de poursuivre les recherches concernant la modélisation des transistors IGBTs dans le cadre d'un travail de doctorat.

Je remercie le Professeur Alfred Rufer, directeur de thèse, pour son soutien, son encadrement et sa confiance pendant ces cinq dernières années, dont trois consacrées à ce travail de thèse.

Je remercie tous mes collègues du laboratoire, et en particulier Philippe Barrade, Marc Nicollerat, Sébastien Mariéthoz et Félix Grasser pour leur aide précieuse.

Merci à Friedhelm Bauer et Nando Kaminski, de ABB Semiconductor à Lenzburg, pour leur soutien technique et leurs conseils avisés.

Un grand merci à Michel Pilet pour sa correction du manuscrit.

Et finalement un grand merci à ma famille, à ma femme Huanyu, à mes enfants Raphaël et Elodie pour avoir supporté mes doutes et mes angoisses durant ces trois années de thèse.

Résumé

Le transistor IGBT, associant les avantages en conduction du transistor bipolaire et les avantages en commutation du transistor MOSFET, est largement utilisé pour les applications de moyenne et forte puissance avec des tensions d'alimentation comprises entre 600V et 4.5kV. De nouvelles topologies, permettant une diminution des pertes dans les éléments semiconducteurs, sont régulièrement proposées et doivent être validées par simulation. Les simulateurs par éléments finis (FEM) permettent une analyse précise et fiable des pertes dans un composant, mais nécessitent un temps de calcul trop important pour pouvoir être utilisés par les électroniciens de puissance lors de la validation de circuits complexes.

Un macromodèle équivalent du transistor prédisant de manière correcte les courants et tensions à ses bornes pour un temps de calcul réduit est alors nécessaire. On propose dans ce travail de thèse un modèle complet d'IGBT, entièrement basé sur une analyse de physique des semiconducteurs et validé par une comparaison avec des résultats de simulation par éléments finis. Ce modèle donne de très bons résultats quel que soit le type de sollicitation imposée au transistor et le point de fonctionnement étudié.

La conduction de la base est modélisée par une approche de charge équivalente novatrice, permettant une représentation précise des phénomènes statiques et dynamiques avec un macromodèle équivalent relativement simple. La méthode de résolution des équations de Poisson a été revue pour mieux correspondre aux évolutions récentes de la structure interne des IGBTs. Toutes les approximations et hypothèses ont été validées par une série appropriée de simulation par éléments finis.

L'approximation du MOSFET interne, bien que basée sur des modèles existants, a été entièrement réévaluée pour tenir compte de ses spécificités. On met en évidence une dégénérescence complète des propriétés du MOSFET interne d'un IGBT par rapport aux propriétés d'un MOSFET standard, due au faible dopage de sa zone de drain et au gradient de potentiel dans son substrat, et ce quel que soit le point de fonctionnement étudié.

L'utilisation de potentiels intermédiaires, situés à l'intérieur de la structure semiconductrice a d'abord permis d'étudier et de valider séparément les propositions faites pour chacune des différentes parties de la structure. Un macromodèle complet a finalement été développé pour vérifier son comportement dans divers types de circuits d'électronique de puissance. Les résultats obtenus sont très satisfaisant quel que soit le type de circuit dans lequel le modèle de transistor IGBT est testé. La routine d'extractions des paramètres peut facilement être automatisée sous un logiciel mathématique tel que Matlab et nécessite relativement peu de mesures préalables. On peut ainsi aisément transposer les résultats obtenus ici à n'importe quel transistor IGBT.

Abstract

The IGBT transistor, associating the conduction advantages of the bipolar transistor and the switching advantages of the MOSFET transistor, is widely used in medium and high power applications with an operating voltage of 1.2kV to 4.5kV. New topologies, reducing the losses in the semiconductor devices, are often proposed and have to be validated through a simulation tool. The finite element method (FEM) simulators accurately analyse losses in components, but the associated simulation time is so long that they cannot be used for complex topologies in power electronics.

An equivalent transistor macromodel, correctly and quickly predicting currents and voltages on the element is needed. This thesis proposes an IGBT transistor model based on semiconductor physics and validated through a comparison with finite element simulator results. The model yields very good results regardless of transistor load and operating point.

Base conduction is modelled using a novel equivalent charge approach. This results in a relatively simple macromodel with a good representation of the static and dynamic phenomena. The solving method of the Poisson equation has been revisited to fit recent changes of the internal structure of IGBT transistors. All approximations have been validated through finite element analysis using an appropriate simulation set.

The approximation of the internal MOSFET, even though based on existing models, takes into account the specificities of the IGBT transistor structure. It shows the degenerated properties of the internal MOSFET compared to the properties of a standard MOSFET, regardless of the ope-

rating point.

Using intermediate potentials within the semiconductor structure allows a separate analysis of the different voltage contributions. A complete IGBT transistor macromodel has been developed and tested in different power electronics structures. Good results were obtained in all the tested structures with the proposed IGBT transistor macromodel. Parameter extraction can easily be automated using a mathematical tool such as Matlab and only requires few measurements on the device. The obtained results can then be quickly adapted to an other IGBT device.

Table des matières

1	Introduction, contexte et état de l'art	1
1.1	Electronique de puissance	3
1.1.1	Généralités sur la conversion	3
1.2	L'interrupteur	6
1.2.1	La diode	7
1.2.2	Le thyristor	9
1.2.3	Le thyristor blocable (GTO)	10
1.2.4	Le transistor bipolaire	10
1.2.5	Le transistor MOSFET	11
1.2.6	L'IGBT	12
1.2.7	Récapitulatif	12
1.3	Commutation	13
1.3.1	Commutation sur charge inductive	14
1.3.2	Manoeuvres de commutation	15
1.3.3	Commutation réelle et pertes	18
1.3.4	Calcul de rendement	19
1.3.5	Circuits d'aide à la commutation	20
	Aide à l'enclenchement	20
	Aide au déclenchement	21
1.3.6	Autres méthodes de réduction des pertes en com- mutation	22
1.4	Modélisation	22
1.4.1	Méthodes numériques	22
1.4.2	Familles de modèles et modélisation du transistor IGBT	24

1.5	Objectifs de la thèse	27
2	Eléments semiconducteurs de puissance	31
2.1	Le transistor MOSFET de puissance	32
2.2	Le transistor MOSFET à super-jonction	33
2.3	Le transistor IGBT Non-Punch-Through	34
2.4	Le transistor IGBT PT (Punch Through)	37
2.5	Le transistor IGBT à champ limité (Field Stop)	38
2.6	Le transistor IGBT avec grille en tranchée	39
2.7	Choix d'une technologie	39
3	Manoeuvre d'enclenchement pour un transistor IGBT	41
3.1	Blocage du transistor IGBT	41
3.2	L'enclenchement du transistor IGBT	42
3.3	Comportement idéalisé	44
3.3.1	Délai d'enclenchement	45
3.3.2	Montée du courant	46
3.3.3	Chute de la tension	47
3.3.4	Conduction	47
3.4	Influence des éléments et phénomènes parasites internes et externes	49
3.4.1	Recouvrement inverse dans la diode de roue libre .	49
3.4.2	Capacité parasite du transistor IGBT	50
3.4.3	Capacité parasite de la charge	52
3.4.4	Inductances parasites séries du circuit	52
3.4.5	Inductance parasite du transistor IGBT	53
3.4.6	Eléments parasites du driver	54
3.4.7	Traînée en tension	54
3.4.8	Difficultés liées aux mesures	55
4	Analyse physique des phénomènes	57
4.1	Description physique	57
4.2	Chute de tension sur le canal du transistor MOSFET interne	58
4.3	Chute de tension non régulière sur la base	60
4.3.1	Accumulation de charges dans le chemin préférentiel	61
4.3.2	Accumulation de charges dans le chemin secondaire	63
4.3.3	Accumulation de charges dans la zone de drain . .	64

4.3.4	Analyse physique de la mise en conduction	65
4.4	Chute de tension sur la jonction collecteur-base	66
4.5	Des phénomènes physiques aux grandeurs électriques calculées	66
5	Etude comportementale - simulations	69
5.1	GENESISe	69
5.2	Modèle 2D pour transistor IGBT	71
5.2.1	Comportement statique du modèle 2D	73
5.2.2	Extraction d'une approximation comportementale statique en conduction	75
	Approximation par la méthode des moindres carrés	76
	Modélisation statique de la jonction base-collecteur	77
	Modélisation statique du canal MOS	80
	Modélisation statique de la base	87
5.2.3	Réponse à un saut de courant	99
	Modélisation dynamique de la jonction base-collecteur	99
	Modélisation dynamique du canal MOS	100
	Modélisation dynamique de la base	103
5.2.4	Zone de déplétion	110
	Zone de déplétion pour un transistor IGBT NPT .	112
	Zone de déplétion pour un transistor IGBT PT . .	114
	Comportement dynamique de la zone de déplétion	115
6	Macromodèle	117
6.1	Polarisation inverse	118
6.2	Modélisation de la jonction collecteur-base	119
6.3	Modélisation de la chute de potentiel sur le canal MOS . .	121
6.4	Modélisation de la chute de potentiel sur la base	123
6.5	Modélisation de la zone de déplétion	125
7	Vérification du macromodèle proposé	127
7.1	Simplorer	128
7.2	Vérification du comportement statique	128
7.3	Vérification du comportement dynamique - Réponse à un saut de courant	130

7.4	Vérification du comportement dynamique - Commutation dure	134
7.5	Tension collecteur-émetteur abaissée par un circuit d'aide à la commutation	138
7.6	Limites du macromodèle proposé	139
7.6.1	Trainée de courant au déclenchement	139
7.6.2	Trainée de courant en mode résonnant ZCS	139
8	Conclusions	141
	Annexe	145
A		145
A.1	Fichier de dopages pour IGBT 1,2kV	145
A.2	Fichier de simulation mixte Dessis	147
	Bibliographie	149
	Glossaire	155

Chapitre 1

Introduction, contexte et état de l'art

L'utilité des circuits d'électronique de puissance pour la réalisation de convertisseurs de tension et de courant ou de commandes de moteurs n'est plus à démontrer. Les méthodes utilisées en électronique conventionnelle, basées sur des éléments passifs ou des transistors en régime linéaire, génèrent des pertes inacceptables dans la plupart des applications de moyenne et de haute tension. Les systèmes pulsés permettent des transferts de puissance sous diverses formes, tels que la conversion de tension continue-alternative ou la conversion de fréquence, avec des rendements proches des limites idéales.

L'élément clé de la conversion est l'interrupteur statique qui va permettre, en interrompant ou non le transfert d'énergie entre les divers éléments du circuit, de gérer les valeurs moyennes des courants et des tensions. Il subit de fortes contraintes et est responsable de la plus grande partie des pertes, que ce soit lors des commutations ou quand il est en état de conduction. On comprend facilement l'attention toute particulière qu'il mérite. Les interrupteurs, basés sur les propriétés mixtes de blocage et de conduction des dispositifs à semiconducteur, sont en constante évolution. Depuis plusieurs années le transistor bipolaire à grille isolée (IGBT) s'est imposé comme une alternative efficace au transistor bipolaire (BJT), au transistor à effet de champ (MOSFET) et au thyristor commandable à l'ouverture

(GTO) dans les applications de moyenne puissance et de moyenne tension. Les récentes améliorations dans la tenue en tension et en courant des transistors IGBTs les rendent également utilisables dans certaines applications de haute tension.

En parallèle aux recherches technologiques visant une amélioration des éléments semiconducteurs, de nombreuses variantes de circuits permettant une diminution des pertes sont proposées. Pour accélérer les comparaisons entre diverses topologies, les électroniciens de puissance ont besoin de modèles informatiques performants permettant de vérifier le bon fonctionnement des circuits et d'en estimer le rendement. Les simulateurs par éléments finis donnent de très bons résultats, mais ne conviennent pas à la plupart des utilisateurs parce qu'ils nécessitent des données précises sur la structure semiconductrice, sont difficiles à mettre en oeuvre et nécessitent des temps de calculs élevés. Depuis l'invention des transistors IGBTs en 1982 plus de cinquante modèles ont été proposés [1]. Pour une utilisation dans les outils de simulation de circuits, différentes méthodes et approches sont utilisées pour obtenir une représentation fidèle du comportement des transistors IGBTs lors des simulations, mais avec un temps de calcul limité.

Dans ce travail de thèse on se propose d'expérimenter une nouvelle approche résistive du comportement du transistor IGBT, liée à une notion de densité d'électrons équivalente, pour obtenir de bons résultats de simulation à l'enclenchement, autant en commutation dure qu'avec d'autres méthodes (ZVS, snubbers, circuits résonnants,...), et pour un temps de calcul réduit.

Ce chapitre reprend un ensemble de connaissances de base nécessaires à la compréhension des objectifs de cette thèse. Quelques notions d'électronique de puissance introduisent naturellement l'utilisation d'interrupteurs de type semiconducteur. Les particularités des différents types d'éléments commandables permettent de déterminer le champ d'application des transistors IGBT. Une description des phénomènes de commutation et des pertes qui y sont associées montrera la nécessité d'un modèle de transistor IGBT très précis pour l'analyse thermique d'un circuit. On traitera également de généralités sur la modélisation permettant de justifier de la représentation sous forme de macromodèle.

1.1 Electronique de puissance

Le terme d'électronique est générique puisque il regroupe en fait plusieurs domaines, dans lesquels les techniques mises en oeuvre sont radicalement différentes.

On peut considérer deux champs d'application principaux [2]:

- l'électronique de traitement du signal qui utilise des variations électriques pour traiter de l'information,
- l'électronique de puissance qui utilise des variations électriques pour transmettre de l'énergie.

L'électronique de puissance n'est en fait que la partie "hardware" [3] d'une discipline plus générale appelée électronique industrielle. Cette dernière comporte également une partie dite de réglage et de commande assurant la mise en forme de l'énergie transférée [4] [5] [6]. Si les puissances mises en jeu dans l'électronique de réglage ne dépassent que rarement quelques fractions de Watts, elles peuvent dépasser la limite du GigaWatt en électronique de puissance. Il s'agit en général de transformer une source de tension ou de courant quelconque (par exemple la tension du réseau alternatif) en une source de nature différentes (par exemple une source de courant continue pour un chargeur de batteries) [7] [8]. La plupart de ces transformations sont implémentables à l'aide de circuits électroniques conventionnels mais aux prix de pertes importantes. Alors que l'on peut se permettre un kilogramme de refroidisseurs pour un ampli audio classe A haute fidélité, il est évidemment impensable de devoir dissiper 1MW sous forme de chaleur pour alimenter le moteur d'une locomotive.

L'idée générale des circuits de puissance est de n'utiliser les transistors que dans leurs modes bloqués ou passants et non dans leurs caractéristiques linéaires; c'est à dire comme des interrupteurs idéaux. On pourra alors nettement améliorer le rendement (proche de 100%) au prix d'une dégradation du signal de sortie (ajout d'harmoniques). Cette dernière peut être minimisée par l'utilisation de méthodes et de filtres adéquats.

1.1.1 Généralités sur la conversion

La conversion en électronique de puissance permet de transformer une source quelconque (de tension ou de courant, continue ou alternative,

monophasée ou polyphasée) en une autre source quelconque avec un minimum de pertes. Quelle que soit la méthode de conversion utilisée, le principe de fonctionnement est le même. La valeur de sortie est obtenue en connectant séquentiellement la charge au moyen d'interrupteurs sur les différentes valeurs disponibles en entrée de manière à obtenir par moyennage la valeur de sortie désirée.

Lors de la conversion *continue-continue*, on commute périodiquement entre deux (ou plus) niveaux de tension constants (figure 1.1).

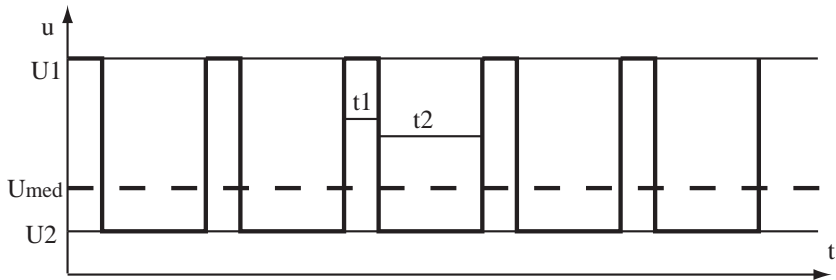


FIG. 1.1 – *Représentation schématisée de la conversion continue-continue.*

Avec la durée t_1 où reste enclenché le niveau U_1 et la durée t_2 où le niveau U_2 reste enclenché, on obtient la valeur moyenne de la tension continue

$$U_{med} = \frac{U_1 t_1 + U_2 t_2}{t_1 + t_2} \quad (1.1)$$

On peut ainsi varier la valeur moyenne de la tension U_{med} en intervenant sur les durées d'enclenchement t_1 et t_2 .

Pour simplifier l'écriture on introduit les notions de période T_p et de fréquence de pulsation f_p

$$T_p = \frac{1}{f_p} = t_1 + t_2 \quad (1.2)$$

ainsi que la notion de rapport cyclique D

$$D = \frac{t_1}{t_1 + t_2} = \frac{t_1}{T_p} \quad (1.3)$$

On peut généraliser l'équation 1.1 pour un nombre n de tensions continues enclenchées séparément pendant des durées t_n

$$U_{med} = \frac{U_1 + U_2 + \dots + U_n}{t_1 + t_2 + \dots + t_n} \quad \text{et} \quad T_p = t_1 + t_2 + \dots + t_n \quad (1.4)$$

Il est évident que la notion de rapport cyclique ne peut alors plus intervenir.

Cette méthode introduit une ondulation de forme rectangulaire très prononcée qui se superpose à la valeur moyenne. Sa valeur crête à creux est de $\hat{U} = U_1 - U_2$ et sa fréquence f_p . Elle pourra toutefois être nettement diminuée par un filtre LC adéquat (un filtre RC ou RL serait dissipatif!).

On peut également appliquer cette méthode dans le cas d'une tension $u_{in}(t)$ quelconque pour autant que les variations de u_{in} soient faibles pendant une période de pulsation T_p . On peut alors réaliser la fonction générale $u_{out}(t) = D \cdot u_{in}(t)$.

Pour la conversion *alternative-continue*, on commute périodiquement entre des secteurs sinusoïdaux appartenant à un système alternatif polyphasé. On a le plus souvent 2, 3 ou 6 phases, déphasées de respectivement 180, 120 et 60 degrés.

En général toutes les phases sont commandées de manière similaire. On définit l'angle $\alpha = 0$ pour une phase au point où celle-ci devient supérieure à toutes les autres. Avec p le nombre de portions de sinusoïde par période de la tension redressée, appelé indice de pulsation, on trouve la valeur moyenne de la tension en passant par le calcul intégral. En variant l'angle α on fait varier la valeur moyenne de la tension continue, qui devient négative pour $\alpha > \pi/2$. On remarque également une ondulation dont la fréquence vaut p fois la fréquence du réseau d'alimentation polyphasé.

Pour la conversion *continue-alternative* La méthode la plus simple est de commuter alternativement entre les trois niveaux constants 0, $+U$ et $-U$. On obtient ainsi une tension alternative variant par gradins dont l'onde fondamentale peut être déterminée par une analyse en série de Fourier. On peut ainsi contrôler la tension alternative en fréquence et en amplitude. Cette méthode permet de facilement atteindre des fréquences élevées mais génère beaucoup d'harmoniques impairs.

On peut également utiliser une méthode proche de celle utilisée en conversion continue-continue. Pour autant que la fréquence de pulsation soit beaucoup plus élevée que la fréquence du signal que l'on souhaite produire, on peut faire varier sinusoïdalement le rapport cyclique et obtenir une valeur moyenne de forme sinusoïdale. On parle alors de *moyenne glissante*. Cette méthode a l'avantage de ne produire que des harmoniques multiples entiers de la fréquence de pulsation. Pour une fréquence de pulsation f_p tendant vers l'infini, la forme d'onde générée devient presque parfaite. On parle alors de modèle *pseudo-continu*.

La conversion *alternative-alternative* à fréquence variable permet de générer une tension alternative directement à partir d'un réseau polyphasé. La méthode est similaire à celle utilisée en conversion alternative-continue mais avec cette fois un angle α variant sinusoïdalement. Cette méthode n'est évidemment applicable que si la fréquence de sortie est très inférieure à la fréquence du réseau d'alimentation. L'utilisation principale est la création de l'alimentation monophasée $16^{2/3}\text{Hz}$ à partir du réseau triphasé 50Hz.

Dans la plupart des autres applications, il sera nécessaire d'utiliser un étage intermédiaire continu.

1.2 L'interrupteur

L'élément clé de l'électronique de puissance est l'interrupteur qui permettra d'appliquer telle ou telle source sur la charge selon la méthode choisie. C'est un élément commandable n'existant sous sa forme idéalisée que dans une implémentation mécanique qui n'est pas compatible avec des changements d'état répétés. L'interrupteur possède un état enclenché *on* (fermé) pendant lequel la tension à ses bornes est nulle quel que soit le courant le traversant et un état déclenché *off* (ouvert) pendant lequel le courant le traversant est nul quelle que soit la tension à ses bornes.

$$\begin{cases} U = 0 & \text{on} \\ I = 0 & \text{off} \end{cases} \quad (1.5)$$

Les réalisations par semiconducteurs d'interrupteurs ne remplissent en général que partiellement les conditions posées précédemment. Les composants semiconducteurs sont réalisés sur une substrat de silicium. Des

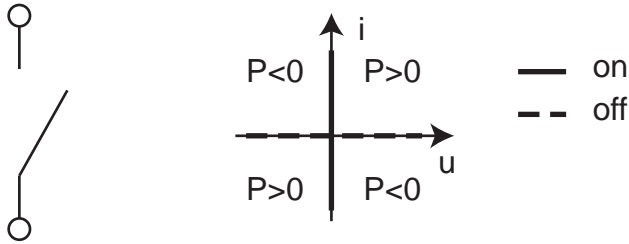


FIG. 1.2 – *Représentation symbolique et caractéristique d'un interrupteur.*

structures particulières sont obtenues par des implantations de Bore (p) et de Phosphore (n). Le Gallium et l'Arsenic sont aussi parfois utilisés. On distinguera principalement

- les éléments non commandables (diodes),
- les éléments commandables à la fermeture (thyristors, triacs),
- les éléments commandables à la fermeture et à l'ouverture (transistors bipolaires, MOSFETs, IGBTs, GTOs).

Le comportement à l'enclenchement, au déclenchement et en régime de conduction varie notablement selon le type d'interrupteur semiconducteur utilisé. Le comportement réel d'un interrupteur prend une forte importance au sens du bilan énergétique résultant de la somme des pertes en commutation et des pertes en conduction. Si la modélisation du semiconducteur sous la forme d'un interrupteur idéal est souvent suffisante pour valider le principe de fonctionnement d'un circuit, une modélisation très précise du semiconducteur, valable pour tous les types de sollicitations, est nécessaire pour en évaluer le rendement.

1.2.1 La diode

La diode est un élément redresseur non commandable constitué d'une simple jonction pn . Cette dernière crée une barrière de potentiel de l'ordre de 0.6 à 1V pour les composants de forte puissance qui empêche le transit des électrons de la région n à la région p .



FIG. 1.3 – *Représentation symbolique et caractéristique d'une diode réelle.*

Il faut appliquer une tension dans le sens direct du même ordre pour annuler cette barrière de potentiel et permettre le passage d'un courant.

$$I = I_s \cdot \exp\left(\frac{U_{AC}}{nu_T}\right) \quad (1.6)$$

que l'on simplifie souvent en introduisant un terme de tension sur la jonction U_j pour des courants importants.

$$\begin{cases} I = 0 & ; U_{AC} \leq 0 \\ U_{AC} = U_j & ; I > 0 \end{cases} \quad (1.7)$$

Toute augmentation de la tension dans le sens indirect tend à augmenter la hauteur de la barrière de potentiel. Un très faible courant traverse toutefois la diode polarisée en inverse par des effets statistiques et relativistes. Au-delà d'une certaine tension inverse les champs électriques deviennent trop intenses et on a une rupture par avalanche de la jonction. Un courant inverse peut alors passer.

Si la mise en conduction de la diode peut souvent être considérée comme instantanée, le blocage comporte des phénomènes transitoires très désagréables. Des charges sont accumulées dans la diode lors de la conduction en fonction du courant qui la traverse. Ces charges doivent être évacuées avant que la diode ne puisse vraiment bloquer et un courant inverse est nécessaire pendant un certain temps avant le blocage effectif de la tension. On parle alors de *recouvrement inverse* dans la diode caractérisé par un temps de recouvrement t_{rr} et une pointe de courant inverse I_{rr} . Le taux de décroissance di/dt du courant depuis la conduction jusqu'à la pointe

inverse I_{rr} ne dépend pas de la diode mais des composants qui l'entoure. La diode doit être dimensionnée de sorte à limiter le di/dt lors du retour à courant nul après le passage par I_{rr} afin d'éviter des surtensions dommageables sur les inductances parasites.

1.2.2 Le thyristor

Le thyristor est un élément semiconducteur commandable à la fermeture constitué de quatre couches *pnpn* en série.

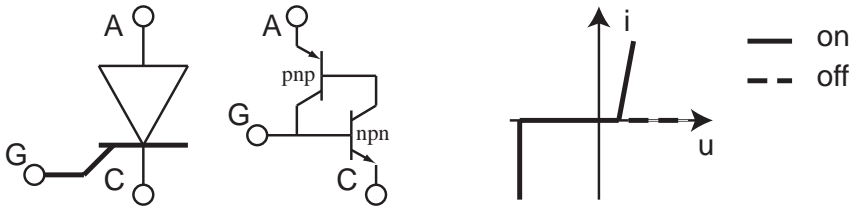


FIG. 1.4 – Représentation symbolique et caractéristique d'un thyristor.

Pour l'étude de son fonctionnement, on considère deux transistors *pnp* et *nnp* se partageant la jonction centrale du thyristor. Lorsque une impulsion positive est appliquée sur la gâchette (base du transistor *nnp*) et que la tension aux bornes de l'élément U_{AC} est positive, un courant se met à circuler dans le transistor *nnp*. Ce courant devient le courant de base du transistor *pnp*, engendrant un important courant de collecteur pour ce transistor. Ce dernier courant est alors lui-même courant de base du transistor *nnp* et ainsi de suite. On parle ainsi d'allumage ou d'amorçage du phénomène de multiplication du thyristor. Le thyristor ne se bloque que lorsque le courant le traversant est nul et que la tension U_{AC} est maintenue négative pendant suffisamment de temps (10 à 100 μ s) pour que toutes les charges soient évacuées ou recombinaées.

Lors du blocage, le thyristor présente un recouvrement inverse similaire à celui de la diode.

1.2.3 Le thyristor blocable (GTO)

Le thyristor GTO est un élément à quatre couches *pnpn* similaire à un thyristor. Certaines modifications dans la structure du thyristor permettent de provoquer l'extinction en déviant le courant d'anode vers la gâchette pendant un court instant. Le dimensionnement du driver sera assez compliqué, mais pour des tensions de blocage de plusieurs kV, les réductions possibles au niveau des transformateurs en valent la peine. Le GTO a perdu la tenue en tension inverse du thyristor. On peut compenser ce fait en ajoutant une diode en série lorsque cela est nécessaire.

1.2.4 Le transistor bipolaire

Le transistor bipolaire de puissance est un élément commandable à la fermeture et à l'ouverture constitué de trois couches *nnp* ou *pnp* en série. C'est un élément bipolaire puisque la conduction est assurée par les porteurs majoritaires et minoritaires.

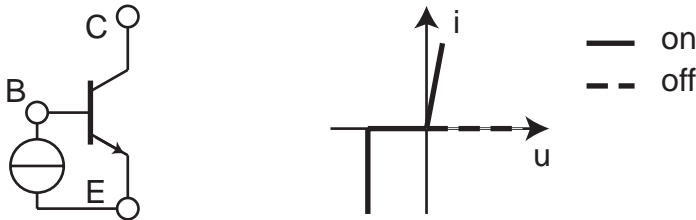


FIG. 1.5 – *Représentation symbolique et caractéristique d'un transistor bipolaire.*

C'est un élément commandé en courant que l'on utilise autant que possible dans ses zones de blocage et de saturation. Le courant de collecteur étant proportionnel au courant de base, un courant nul dans la base assure un blocage du transistor alors qu'un courant suffisant assure sa mise en saturation. L'effet de saturation ne doit toutefois pas être trop prononcé et il est nécessaire d'adapter le courant de base en fonction du courant de collecteur désiré. Le transistor est à priori symétrique et devrait être capable de bloquer des tensions positives et négatives. Toutefois des différences de dopage entre le collecteur et l'émetteur sont nécessaires pour

minimiser les pertes en saturation et la tenue de tensions négatives s'en trouve réduite.

L'ouverture et la fermeture de composant peuvent être simplement modélisées par des délais de commutation et retards de (dé-)croissance. Il est conseillé d'appliquer un courant négatif sur la base pour accélérer le blocage du transistor.

La commande en courant n'est pas très pratique à utiliser, surtout lors de commande par DSP et le transistor bipolaire a tendance à disparaître dans son utilisation en tant qu'interrupteur.

1.2.5 Le transistor MOSFET

Le transistor MOSFET de puissance est un composant unipolaire pour lequel la conduction est assurée par les porteurs majoritaires. Sa structure semiconductrice est un peu plus compliquée, bien que basée sur une structure *npn*. L'application d'un potentiel (typ. 15V) sur la grille génère

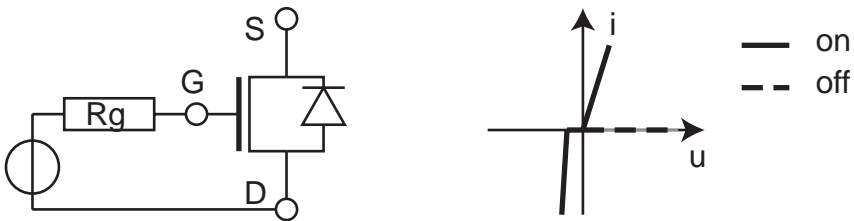


FIG. 1.6 – *Représentation symbolique et caractéristique d'un transistor MOSFET.*

ralement planaire permet le transit d'électrons dans un canal directement entre les deux couches *n*. Le drain est vertical pour mettre des tenues en tension élevées. La diode en anti-parallèle fait partie intégrante de la structure du MOSFET. La grille du MOSFET étant essentiellement capacitive, une résistance R_g est indispensable pour limiter le courant lors des variations de la tension de commande.

Ne comportant pas d'accumulation interne de charge, le MOSFET peut

commuter très rapidement. On peut simplement caractériser les changements d'état par un retard et un temps de transition. Ce composant est idéal pour de faibles tensions mais devient très dissipatif lorsqu'il doit bloquer des tensions importantes.

1.2.6 L'IGBT

Le transistor bipolaire à grille isolée (IGBT) combine un transistor bipolaire *pnp* et un MOSFET, profitant ainsi partiellement des avantages de chacun, respectivement faibles pertes en conduction et rapidité.



FIG. 1.7 – Représentation symbolique et caractéristique d'un transistor IGBT.

L'IGBT conserve la simplicité de commande en tension du MOSFET. Son régime transitoire est proche de celui du MOSFET, augmenté d'effets d'accumulation de charge (traînée de courant) due à la composante de courant des porteurs minoritaires.

1.2.7 Récapitulatif

Le choix d'un composant sera en général dicté par le mode de commande souhaité, la tension de blocage nécessaire, la fréquence de commutation désirée et dans une moindre proportion, du courant à conduire. On trouve encore des différences pour un type de composant selon un point de fonctionnement donné (blocage, rapidité).

Composant	Com- mande	Blocage	Pertes en conduction	Pertes en commuta- tion	f_p maxi- mal
Diode	non	>10kV	faibles	nulles	élevée
Thyristor	on	>10kV	faibles	élevées	<1kHz
Bipolaire	on/off	1.2kV	faibles	élevées	10kHz
MOSFET	on/off	600V	élevées	faibles	250kHz
IGBT	on/off	4.5kV	moyennes	moyennes	50kHz
GTO	on/off	>10kV	faibles	élevées	<1kHz

Il s'agit ici de valeurs habituelles pour des éléments commercialisés. On peut très bien réaliser un transistor MOSFET permettant de bloquer plusieurs kiloVolts avec des commutations très rapides en adaptant ses niveaux de dopage et ses dimensions. Mais sa résistance à l'état passant devient alors tellement grande que l'usage de ce transistor en conduction n'a plus aucun sens. Le courant admissible par un tel composant ne pourrait pas dépasser quelques fractions d'ampère pour qu'il soit possible d'évacuer thermiquement la chaleur issue des pertes en conduction. Ainsi ce que l'on gagne en blocage, on le perd en conduction ou en commutation.

Les structures à grille isolée permettent une commande en tension indépendante du courant circulant dans la partie de puissance du transistor. Le système d'alimentation de la grille (driver) en est réduit au strict minimum. Les transistors IGBTs et MOSFETs sont ainsi facilement commandables à l'ouverture et à la fermeture. Ils couvrent une gamme importante de tensions avec des vitesses de commutation élevées et sont largement utilisés.

1.3 Commutation

On associe à l'interrupteur la notion de commutation, représentant les mécanismes transitoires de passage entre les états d'enclenchement et de déclenchement.

1.3.1 Commutation sur charge inductive

La commutation d'une cellule sur charge inductive peut être analysée au travers du montage abaisseur représenté à la figure 1.8. On ne s'occupe que du fonctionnement de la source de courant (inductance L) nécessaire pour relier les deux source de tension entre elles.

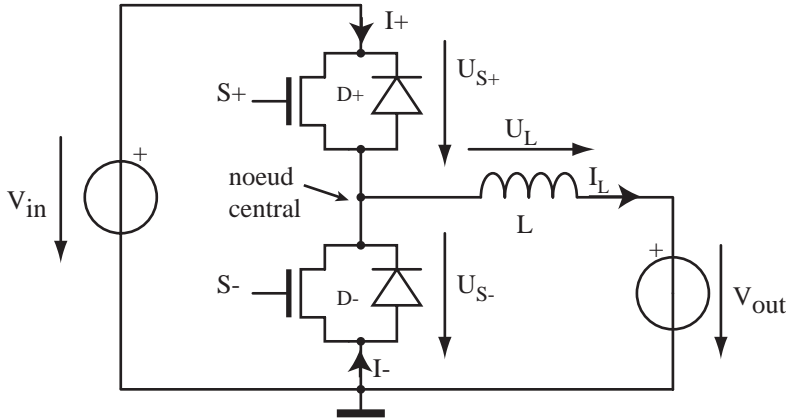


FIG. 1.8 – Cellule de commutation sur charge inductive.

Les conditions électriques découlant de la structure utilisée sont les suivantes:

1. $V_{in} \geq -2U_j$ à cause des diodes $D+$ et $D-$ en série avec la source d'entrée.
2. $V_{out} \leq V_{in} + U_j$ pour qu'un régime stationnaire avec un courant constant dans l'inductance soit possible.
3. $-U_j \leq U_{S-} \leq V_{in} + U_j$ à cause des diodes $D+$ et $D-$. Le potentiel sur le noeud central U_{S-} dépend de l'état de conduction des transistors et des diodes.
4. $V_{in} = U_{S+} + U_{S-}$ Lemme de Kirchhoff sur la maille de gauche.
5. $U_{S-} = V_{out} + L \cdot dI_L/dt$ Lemme de Kirchhoff sur la maille de droite.
6. $I_L = I_+ + I_-$ Lemme de Kirchhoff sur le noeud central.

1.3.2 Manoeuvres de commutation

On différencie les commutations douces et dures selon les conditions initiales de courant dans l'inductance. L'ensemble des possibilités sont résumées sur la figure 1.9. Si le courant dans l'inductance varie entre deux commutations selon la tension appliquée (équation caractéristique de l'inductance $U_L = LdI_L/dt$), il ne varie pas pendant la commutation (dt trop petit pour que la variation de courant soit significative). Le transistor $S-$ reste constamment déclenché.

- temps < T1: Aucun courant ne circule dans l'inductance. Tous les transistors et diodes sont bloqués. Sans variation de courant, il ne peut pas y avoir de chute de tension sur l'inductance et le potentiel sur le noeud central est égal au potentiel de la tension de sortie.
- temps = T1: Enclenchement de $S+$. On établit un court-circuit entre la tension d'alimentation V_{in} et le noeud central. Au niveau de la commutation il n'existe aucun chemin pour un éventuel courant I_+ positif ($S-$ et $D-$ bloqués, pas de variation de courant possible dans l'inductance). La tension aux bornes de $S+$ doit donc forcément s'annuler et le potentiel du noeud central rejoint la tension d'alimentation.
- T1 < temps < T2: L'interrupteur $S+$ est maintenu dans un état enclenché. La tension à ses bornes reste très faible et on applique une tension U_L positive sur l'inductance. Le courant augmente alors selon l'équation caractéristique de l'inductance.

$$\frac{dI_L}{dt} = \frac{\Delta I_L}{\Delta t} = \frac{U_L}{L} = \frac{V_{in} - V_{out}}{L} > 0 \quad (1.8)$$

Théoriquement, et sans considérer la présence d'éléments résistifs, le courant peut augmenter indéfiniment si l'on n'applique pas d'ordre de déclenchement à l'interrupteur $S+$.

- temps = T2: On donne alors une ordre de déclenchement à l'interrupteur $S+$ et le courant I_+ chute instantanément. L'inductance cherche alors à appliquer une tension

$$U_L = L \frac{\Delta I_L}{\Delta t} = L \frac{-I_L}{0} = -\infty \quad (1.9)$$

selon son équation caractéristique. Le potentiel du noeud intermédiaire a donc tendance à chuter très rapidement. Lorsqu'il atteint un

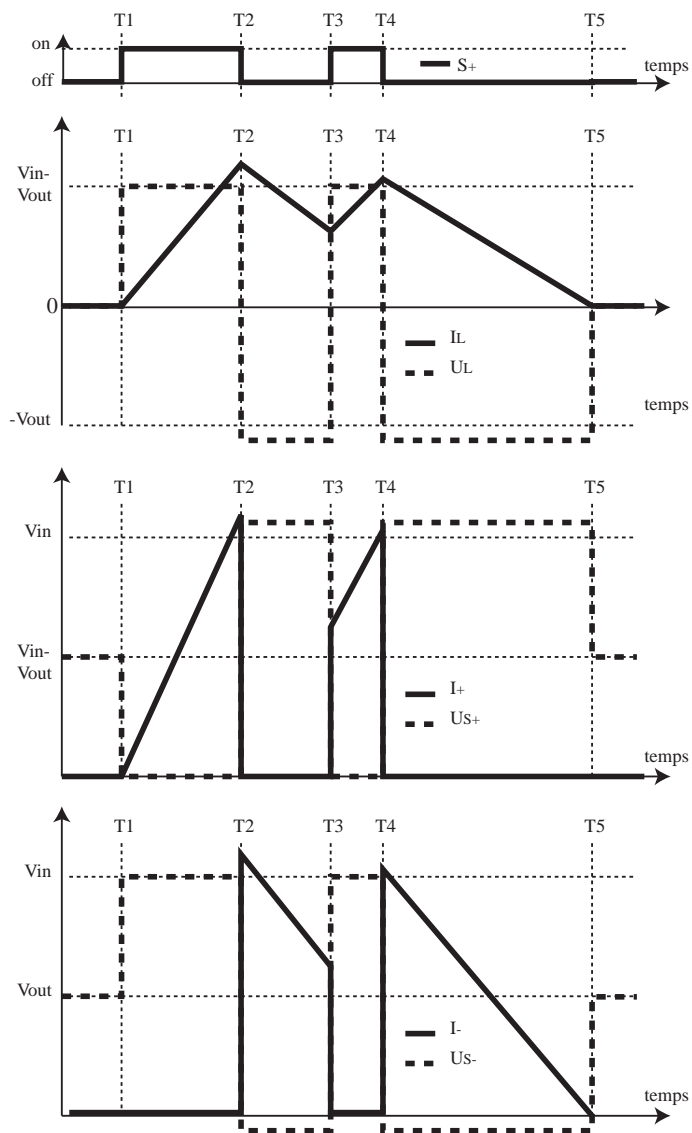
niveau négatif de $-U_j$ la diode $D-$ peut instantanément conduire le courant I_L circulant dans l'inductance et un nouvel état stable est atteint. On parle d'amorçage spontané de la diode. La tension sur l'inductance U_L n'ayant pas atteint de valeur infiniment négative, le courant n'a pas pu décroître dans l'inductance pendant la commutation.

- $T_2 < \text{temps} < T_3$: Tant qu'un courant circule dans la diode, le potentiel du noeud central doit rester à $-U_j$. On applique alors une tension négative $U_L = -V_{out} - U_j$ sur l'inductance et le courant diminue selon l'équation caractéristique de l'inductance.

$$\frac{dI_L}{dt} = \frac{\Delta I_L}{\Delta t} = \frac{U_L}{L} = \frac{-V_{out} - U_j}{L} < 0 \quad (1.10)$$

Le courant peut décroître indéfiniment (également dans les valeurs négatives si $S-$ est enclenché) tant qu'un chemin est possible ou que l'on ne modifie pas le circuit par un ordre sur un interrupteur.

- $\text{temps} = T_3$: On enclenche à nouveau l'interrupteur $S+$, dont le courant $S+$ augmente très rapidement (court-circuit sur le noeud central à $-U_j$). Le courant I_L ne pouvant pas varier le courant chute également rapidement dans la diode $D-$. Lorsque le courant $I+$ a atteint la valeur I_L circulant dans l'inductance le courant dans la diode $D-$ est nul et elle peut bloquer. Le potentiel du noeud central peut alors rejoindre celui de l'alimentation pour annuler la tension U_{S+} .
- $T_3 < \text{temps} < T_4$: Comportement identique à celui de $T_1 < \text{temps} < T_2$.
- $\text{temps} = T_4$: Commutation identique à celle de $\text{temps} = T_2$.
- $T_4 < \text{temps} < T_5$: Comportement identique à celui de $T_2 < \text{temps} < T_3$.
- $\text{temps} = T_5$: Blocage naturel de la diode $D-$. Lorsque le courant s'annule dans la diode il n'existe plus de chemin pour un courant négatif dans l'inductance. Le potentiel sur le noeud central devient flottant et peut donc remonter à V_{out} , condition nécessaire pour un courant constant nul dans l'inductance. On remarquera que si l'interrupteur $S-$ est enclenché au moment du passage par zéro du courant dans l'inductance, le potentiel du noeud intermédiaire est maintenu à la masse du circuit et le courant doit continuer à décroître (dans les valeurs négatives) dans l'inductance.

FIG. 1.9 – *Différentes commutations possible.*

Toutes les commutations sont dites *dures* sur l'interrupteur (déclenchements *forcés* pour un thyristor) et *spontanées* pour la diode, sauf au temps T_1 où l'enclenchement se fait à courant nul.

L'analyse est similaire si seul l'interrupteur $S-$ est commandé, mais avec des valeurs négatives de courant.

1.3.3 Commutation réelle et pertes

Lorsque l'on étudie le fonctionnement d'un convertisseur on considère les phénomènes d'ouverture et de fermeture des interrupteurs comme quasi instantanés. Pour l'enclenchement cela revient à dire que la tension chute immédiatement à sa valeur de conduction (proche de zéro) et que le courant atteint immédiatement dans l'interrupteur la valeur du courant circulant au même moment dans l'inductance principale du circuit (figure 1.10).

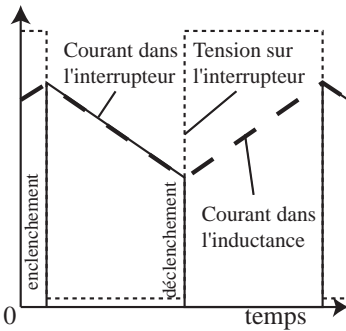


FIG. 1.10 – *Commutation idéale.*

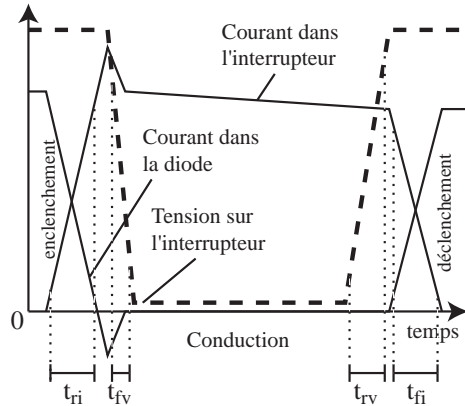


FIG. 1.11 – *Commutation réelle.*

Pour les interrupteurs réels, la transition de l'état enclenché à l'état déclenché ne peut se faire sans transiter par une caractéristique linéaire. Le taux de variation du courant dans l'interrupteur lors de l'enclenchement di/dt dépend de la technologie utilisée et est proportionnel à la résistance de grille associée au driver.

La tension appliquée aux bornes de l'interrupteur ne peut pas décroître

tant que toutes les charges n'ont pas été évacuées de la diode de roue-libre. Suit une décroissance de la tension dépendant de la technologie utilisée pour la diode. Cette succession d'étapes (figure 1.11) introduit des pertes en commutation qui peuvent être très élevées à haute fréquence. On définit le temps de montée du courant t_{ri} comme le temps nécessaire au courant pour passer de 10% à 90% de sa valeur en régime établi après les phénomènes de recouvrement. Le temps de descente de la tension t_{fv} est défini comme le temps nécessaire pour que la tension sur l'interrupteur passe de 90% à 10% de sa valeur avant la commutation.

De manière similaire lors du déclenchement, la tension ne peut pas varier instantanément sur le composant à cause des capacités parasites, et le courant ne peut pas circuler dans la diode de roue-libre tant que l'interrupteur n'assume pas la pleine tension ($V_{diode} = U_j$). On introduit pour le déclenchement les temps de montée de la tension t_{rv} et de descente du courant t_{fi} , définis entre 10% et 90% des valeurs nominales.

Les constructeurs indiquent également l'énergie dissipée pendant un enclenchement E_{on} et l'énergie dissipée pendant un déclenchement E_{off} pour un point de fonctionnement donné (courant et tension nominaux, résistance de grille, température).

1.3.4 Calcul de rendement

Le calcul de rendement est très important en électronique de puissance puisque les pertes sont facilement élevées lorsque l'on véhicule des quantités importantes d'énergie. On distingue les pertes en conduction et les pertes en commutation.

Les pertes en conduction viennent du fait que les transistors et les diodes dissipent une certaine puissance lorsque un courant les traversent.

$$P_{cond} = (V_{on}D + U_j(1 - D))I_{avg} \quad (1.11)$$

Les pertes en commutation (section 1.3.3) sont liées au changement d'état des interrupteurs. En général les données des constructeurs spécifient l'énergie dissipée pendant une commutation forcée sous certaines conditions de courant et de tension. On peut les adapter à une utilisation spécifique par des simples règles de proportionnalité: si la résistance de grille (commutation plus lente) double, ou si le courant moyen double ou encore

si la tension double, les pertes doublent. On calcule finalement les pertes en tenant compte du nombre de commutations par seconde.

$$P_{comm} = (E_{on} + E_{off})f_c \quad (1.12)$$

A cause des pertes dans le circuit, la puissance disponible à la sortie du convertisseur P_{out} est plus faible que la puissance soutirée à la source d'entrée P_{in} . On peut alors calculer le rendement η d'un convertisseur.

$$\eta = \frac{P_{out}}{P_{in}} = \frac{P_{in} - (P_{cond} + P_{comm})}{P_{in}} \leq 1 \quad (1.13)$$

La fréquence que peut supporter un composant dépend de la puissance qu'il peut dissiper et non pas de la vitesse à laquelle il peut commuter. Il est donc très important de pouvoir estimer correctement les pertes pour le dimensionnement des transistors.

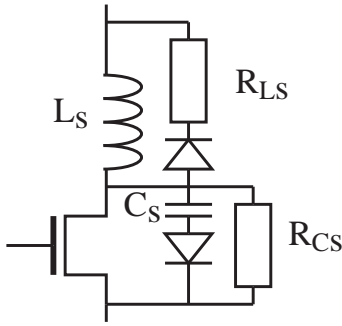
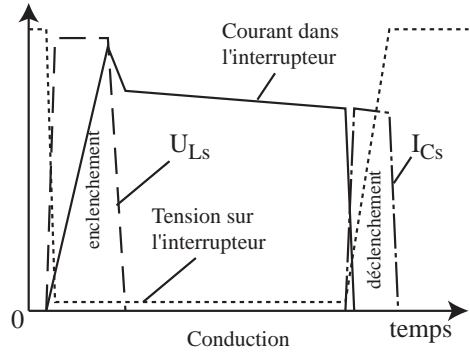
1.3.5 Circuits d'aide à la commutation

Pour commuter à des fréquences élevées, il est nécessaire de diminuer les pertes en commutation des composants. On sépare les phases d'enclenchement et de déclenchement qui utilisent des circuits différents, bien que le principe de fonctionnement soit le même. De tels circuits sont appelés circuits d'aide à la commutation (CALC) ou snubbers.

On notera que le CALC ne diminue pas les pertes globales du système mais seulement celles de l'élément de commutation.

Aide à l'enclenchement

Une simple inductance en série avec le transistor permet de nettement diminuer les pertes en commutation. On rappelle que le di/dt dans le composant lors de l'enclenchement dépend essentiellement de sa résistance de grille et peut être adapté par l'utilisateur. On choisit alors une inductance très petite par rapport à l'inductance principale du circuit, faisant apparaître à ses bornes lors des variations rapides de courant une tension suffisante pour que la tension subsistant aux bornes de l'interrupteur soit quasiment nulle (figure 1.13).

FIG. 1.12 – *Circuits d'aide à la commutation.*FIG. 1.13 – *Commutations avec CALC.*

Cette inductance ne doit évidemment apporter qu'une chute de tension négligeable par rapport aux variations lentes de courant dans l'inductance principale. On choisit de manière optimale

$$L = \frac{V_{in}}{di/dt} \quad (1.14)$$

di/dt étant défini par le composant utilisé.

Un tel dimensionnement a pour effet de doubler la tension appliquée sur le composant pendant le déclenchement. Une diode doit être ajoutée en anti-parallèle sur l'inductance pour éviter un claquage de l'élément semi-conducteur (figure 1.12). Une résistance R_{Ls} est souvent nécessaire pour accélérer la dissipation de l'énergie contenue dans L_s .

Aide au déclenchement

Le circuit d'aide au déclenchement est dual de celui d'aide à l'enclenchement. Il s'agit cette fois de profiter du du/dt sur le composant pour faire transiter le courant dans une capacité externe (figure 1.12) et non pas dans le composant semiconducteur (figure 1.13). Une diode et une résistance sont également nécessaires pour éviter d'avoir un courant élevé dans le transistor lors de l'enclenchement.

1.3.6 Autres méthodes de réduction des pertes en commutation

Les circuits d'aide à la commutation présentés précédemment réduisent les pertes pour l'élément qui commute en les reportant sur un composant externe résistif. Il n'y a donc pas de gain sur le rendement total du circuit. D'autres méthodes plus élaborées permettent de réduire effectivement les pertes globales en évitant les pertes en commutation dans les transistors.

On a d'une part les méthodes utilisant un circuit auxiliaire pour adoucir la commutation. S. Salama propose par exemple deux méthodes basées sur l'activation de circuits auxiliaires oscillants pour forcer une tension nulle sur les transistors lors de leur commutation (ZVS). Il a tout d'abord proposé un système à deux transistors permettant de réduire les pertes à l'enclenchement et au déclenchement [9] [10]. Les pertes en commutation dure étant souvent plus importantes à l'enclenchement qu'au déclenchement, il a ensuite développé une structure utilisant un seul transistor auxiliaire pour ne limiter que les pertes à l'enclenchement [11] [12] [13].

On trouve également de nombreuses méthodes basées sur des résonances dans le flux de puissance à proprement dit [14] [15] [16] [17]. Le circuit est alors basé sur des commutations à courant nul (ZCS). Les transistors ne seront enclenchés que lorsque aucun courant ne circule dans les diodes de roue-libre.

1.4 Modélisation

Avant la réalisation d'un circuit innovant, il est indispensable de vérifier son fonctionnement. La résolution analytique est souvent fastidieuse, voire impossible pour un système régulé, à cause des variations brusques apportées par les commutations des transistors. On fait alors appel à un logiciel de simulation pour valider une structure.

1.4.1 Méthodes numériques

Toutes les méthodes informatiques sont basées sur le même principe: la résolution itérative d'un ensemble d'équations, différentielles ou non.

Les variations entre les différents logiciels proposés ne résident que dans l'interface utilisateur-machine proposé et dans la qualité de l'approximation pour les résolutions différentielles.

Pour les analyses temporelles deux paramètres sont essentiels, le pas de calcul et l'erreur admissible. A partir d'un point de fonctionnement du circuit entièrement défini par l'utilisateur ($t_0 = 0$) le logiciel calcule le point suivant ($t_1 = t_0 + \Delta t$) à partir des équations différentielles à disposition. Ce calcul se fait par linéarisation des fonctions différentielles autour du point de départ. De nombreuses méthodes sont disponibles, selon la complexité des équations à traiter [18].

- La méthode de Newton-Raphson est fort utilisée pour la résolution d'équation à une seule variable du type $f(x) = 0$.
- L'algorithme de Jacobi permet la résolution numérique d'un ensemble d'équations sous forme matricielle.
- La méthode d'Euler approche simplement la dérivée par la tangente en t_0 .
- Taylor utilise un développement en série pour une approximation de la dérivée d'un ordre plus élevé.
- La méthode de Runge-Kutta étend la méthode de Taylor au traitement d'équations différentielles à deux variables $y' = F(x, y)$.
- De nombreuses autres méthodes ont été développées spécifiquement pour la résolution d'équations différentielles non-linéaires.

Le logiciel vérifie ensuite que toutes les équations non différentielles soient satisfaites à une erreur maximale tolérée près, définie par l'utilisateur. Si c'est le cas le point de fonctionnement est validé et devient le point de départ pour le calcul suivant ($t_2 = t_1 + \Delta t$). Si l'erreur sur les variables du circuit est trop importante le logiciel recommence la démarche avec un incrément temporel Δt plus petit.

On peut parler dans ce cas de maillage temporel adaptatif (figure 1.14). Pour les simulateurs tels que Simplorer ou Saber, le logiciel définit l'ensemble des équations à partir des éléments utilisés et des lois de Kirchhoff sur les mailles et les noeuds selon un schéma introduit graphiquement. Les simulateurs tels que Spice, hSpice ou Dessis nécessitent l'introduction de la structure dans un fichier où un élément est défini selon ses noeuds de connection et son type. On a par exemple pour une résistance de 5 Ohms:

$r1 \text{ node1 node2 } \{r=5\}.$

Pour les simulateurs de type éléments finis (FEM) la résolution est essentiellement spatiale, à une, deux ou trois dimensions. Le maillage adaptatif, trop lourd dans ce cas, est abandonné au profit d'un maillage fixe (figure 1.15). La notion d'erreur maximale tolérée n'intervient plus dans ce cas et la précision de la simulation sera liée au nombre de points définis dans le maillage. Ce maillage est soit directement défini par l'utilisateur, soit proposé par un logiciel spécialisé.

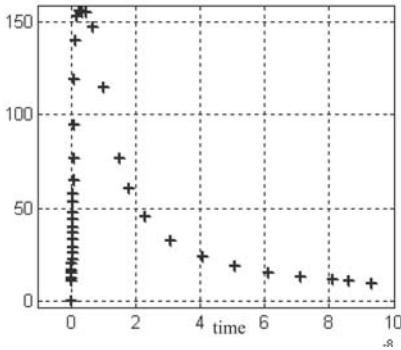


FIG. 1.14 – *Maillage temporel adaptatif.*

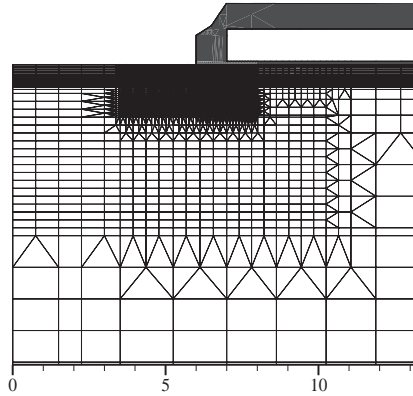


FIG. 1.15 – *Maillage spatial fixe.*

Les intersections correspondent aux points (noeuds) considérés pour la résolution des équations, les segments représentent les noeuds voisins pris en compte pour chacun des noeuds.

1.4.2 Familles de modèles et modélisation du transistor IGBT

Chaque élément d'un circuit (résistance, capacité, transistor) devra être défini par une ou un ensemble d'équations permettant de lier les tensions entre ses bornes et les courants dans ses noeuds. Le bloc ainsi obtenu est appelé macromodèle. Le degré de complexité du modèle utilisé

dépend de la précision attendue dans les résultats de simulation.

Il existe plusieurs familles de modèles inspirés soit par une analyse de la physique du semiconducteur, soit par une observation comportementale. On peut définir cinq groupes principaux.

- Les modèles mathématiques. Ils sont basés sur l'analyse des principes physiques du semiconducteur. Les différences d'une version à l'autre résident essentiellement dans les simplifications apportées en vue de réduire le temps de calcul. Hefner [19] a développé le premier modèle unidimensionnel complet avec contrôle de la charge qui donne d'excellents résultats en commutation dure (figure 1.16); mais les simplifications apportées à l'expression de la conductivité de la base conduisent à de mauvais résultats en commutation à tension nulle (ZVS) ou à courant nulle (ZCS).

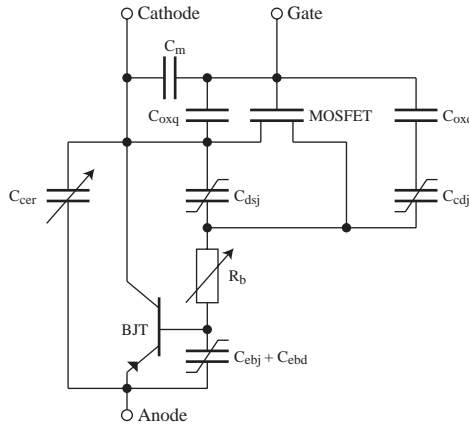


FIG. 1.16 – *Circuit équivalent d'un transistor IGBT selon A.R. Hefner.*

L'expression de la conductivité en régime statique a été améliorée par Sheng [20] en considérant une analyse bidimensionnelle de la modulation de la base. Ce modèle donne de très bons résultats mais nécessite l'extraction d'une centaine de paramètres et sa gestion est difficile.

- Les modèles semi mathématiques. Ils combinent des modèles existants avec des équations basées sur la physique des semiconducteurs. Ils sont en général composés de modèles de transistors MOSFET et bipolaires simples augmentés d'un ou plusieurs éléments permettant une meilleure description de certains effets. L'accent est en général donné vers une meilleure représentation des capacités non linéaires grille-source et grille-drain du transistor MOSFET [21] ou de la traînée de courant au déclenchement (current tail), comme dans le modèle développé par Musumeci [22] pour le logiciel PSpice (figure 1.17).

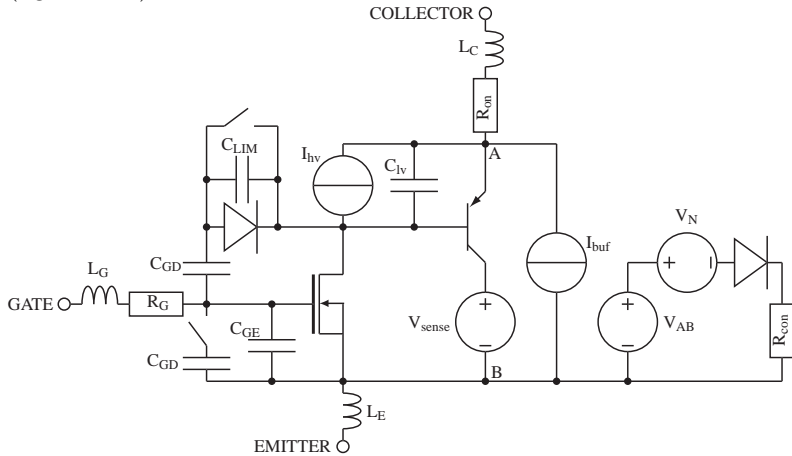


FIG. 1.17 – *Circuit équivalent d'un transistor IGBT selon S. Musumeci.*

- Les modèles comportementaux. Des éléments simples tels que résistances, sources de courants et capacités sont adaptés à partir d'une base de données contenant des valeurs de paramètres pour divers points de fonctionnement [23] ou à partir d'extrapolations mathématiques [24]. On remarquera que l'interrupteur idéal (équation 1.5) fait partie de cette catégorie.
- Les modèles numériques. Les dopages sont représentés en deux ou trois dimensions et traités par un simulateur dédié utilisant les équations de base de la physique des semiconducteurs sur un certain nombre de noeuds (éléments finis).

- Les modèles semi numériques. Ils contiennent une représentation par éléments finis de la base alors que les autres parties de l'élément sont simulés par d'autres méthodes.

Les modèles numériques donnent d'excellents résultats mais leur temps de calcul élevé rend difficile leur emploi lors d'analyse de systèmes électroniques. Les autres modèles ne donnent de bons résultats qu'autour d'un point de fonctionnement donné et pour un certain type de commutation. Leur précision est en général proportionnelle au temps de calcul qu'ils nécessitent. Des méthodes complexes d'adaptation des paramètres nécessitant paradoxalement plusieurs dizaines de mesures ont même été proposées pour élargir le domaine de validité d'un modèle (en particulier le modèle Hefner). La commutation dure, encore beaucoup utilisée dans les montages industrielles, est la mieux représentée. Les pertes à l'enclenchement dépendant principalement du comportement de la diode de roue libre, et peu de celui du transistor IGBT. L'attention a donc été portée vers une modélisation précise des phénomènes de déclenchement du transistor. Les résultats de simulation de ces modèles sous enclenchement à tension nulle (ZVS) ou avec des circuits d'aide à la commutation (snubbers) ne donnent qu'une vague approximation du comportement réel mesurable, en tous cas insuffisante pour un calcul précis des pertes dans le circuit.

1.5 Objectifs de la thèse

L'objectif de cette thèse est de définir un macromodèle de transistor IGBT avec un nombre raisonnable de paramètres permettant de déterminer précisément la chute de tension sur l'élément V_{ce} en fonction des sollicitations qu'il subit (courant, potentiel de grille, etc.). Le transistor IGBT serait alors représenté par un ensemble de sources contrôlées de nature différente en fonction des mécanismes apparaissant à l'intérieur de l'élément (canal interne, jonction, etc.). Un modèle de ce type permet de calculer précisément et rapidement les pertes en conduction et en commutation à l'aide d'un logiciel de simulation de type "circuit". Il facilite ainsi le dimensionnement de circuits refroidisseurs.

Le comportement du transistor IGBT au déclenchement étant déjà large-

ment documenté dans la littérature, l'accent sera mis sur l'enclenchement dans cette étude, en particulier sur certains phénomènes de traînée de tension.

Il s'agit alors de définir:

Chapitre 2: Eléments semiconducteurs de puissance.

- Type d'éléments semiconducteurs pour lesquelles cette étude est valable.

Chapitre 3: Manoeuvre d'enclenchement pour un transistor IGBT.

- Type de sollicitations que l'élément subit le plus couramment. Cette partie offre un résumé de l'état des connaissances en ce qui concerne les mécanismes de commutation des transistors IGBTs en fonction des diverses sollicitations qu'il subit dans un circuit d'électronique de puissance.

Chapitre 4: Analyse physique des phénomènes.

- Etude complète des mécanismes physiques participant à l'établissement d'une chute de tension sur le composant en fonction du courant qui le traverse. On montrera que les nombreuses interdépendances entre les variables de la physique des semiconducteurs et la complexité géométrique du transistor IGBT rendent impossible l'élaboration d'un macromodèle précis à partir de grandeurs physiques définies sans considérer un nombre élevé de contributions locales (comme le fait un simulateur par éléments finis).

Chapitre 5: Analyse comportementale - simulations.

- Extractions d'un nombre réduit de contributions locales de nature purement différente par comparaison avec des résultats de simulation par éléments finis. On obtient ainsi quelques termes de sources de tension commandées ($V = f(I_c, V_{ge})$) optimisées par des méthodes numériques pour un élément donné. La méthode d'extraction sera entièrement automatisée pour permettre une recherche aisée des nombreux paramètres du modèle.
- Un modèle statique sera d'abord développé pour définir les points de fonctionnement stables, puis un modèle temporel sera ajouté pour permettre de bien représenter le comportement dynamique d'un transistor IGBT.

- Définition d'un modèle dynamique simplifié pouvant être paramétré directement et automatiquement à partir de simulations par éléments finis sur un modèle 3D de transistor IGBT.

Chapitre 6: Macromodèle.

- Mise en place d'un macromodèle dérivé des résultats obtenus dans le chapitre 5 utilisable par la plupart des simulateurs de circuits existants.

Chapitre 7: Vérifications.

- Comparaison entre les résultats de mesure ou de simulation (éléments finis) obtenus pour l'utilisation d'un transistor IGBT dans divers types de circuits d'électronique de puissance avec les résultats obtenus à partir du macromodèle développé.

Chapitre 8: Conclusions.

Chapitre 2

Eléments semiconducteurs de puissance

Il existe plusieurs types d'éléments de puissance avec des performances variées au niveau de la tenue en tension, de la rapidité et des pertes en conduction. Les transistors MOS peuvent être très rapides mais ont des pertes à l'état passant importantes, surtout pour des tensions de blocage élevées. Les transistors bipolaires ont des pertes en conduction beaucoup plus faibles, mais les pertes en commutation importantes dues à l'accumulation de charge nécessaire à son fonctionnement les rendent inutilisables à des fréquences élevées. Ces deux composants ont des caractéristiques complémentaires dans les applications de faible et moyenne tension. Combinant un transistor bipolaire et un transistor MOSFET sur le même substrat de silicium, le transistor bipolaire à grille isolée (IGBT) associe une perte en conduction faible, une grande capacité en courant et une tenue en tension en constante amélioration. Des éléments de 6.5kV et plus sont annoncées [25] [26] alors que des éléments de 3.3kV pour 1200A sont déjà commercialisés. Les éléments de puissance comportent en général deux électrodes de puissance et une électrode de commande (figure 2.1). On peut leur associer une résistance de fuite à l'état bloqué R_{off} et une résistance non-linéaire à l'état passant R_{on} . Certaines jonctions peuvent être modélisées par une source de tension non-linéaire en série avec l'élément.

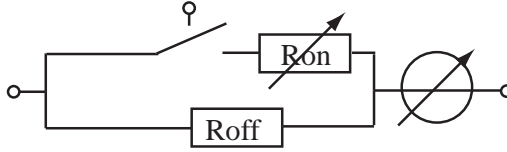


FIG. 2.1 – Schéma équivalent global d'un élément semiconducteur de puissance.

2.1 Le transistor MOSFET de puissance

Les structures planaires conventionnelles ne peuvent pas bloquer de hautes tensions et une structure verticale est nécessaire (figure 2.2). Pour

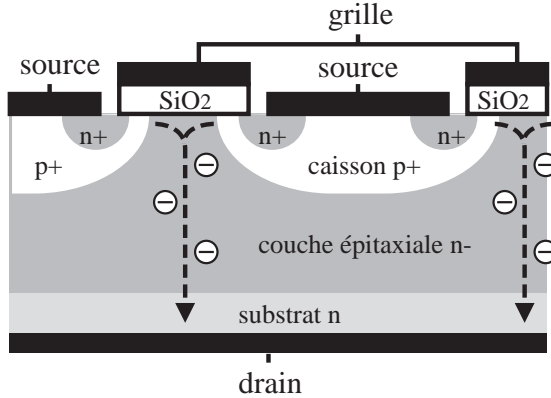


FIG. 2.2 – Coupe d'un transistor MOSFET de puissance à structure verticale.

éviter que le champ électrique n'atteigne la limite critique physique du drain lorsque le transistor MOSFET de puissance doit bloquer une tension élevée, la couche épitaxiale doit avoir un dopage N_D faible et une grande épaisseur. Comme la conductivité dépend du niveau de dopage,

$$n = p + N_D \cong N_D \quad \text{et} \quad \sigma_n(x) = q\mu_n N_D \quad (2.1)$$

la résistance de la couche épitaxiale est grande et représente plus de 95% de la résistance à l'état passant $R_{DS(on)}$ de l'élément. Le dopage du substrat peut être suffisamment élevé pour que sa résistance soit négligeable. Dès lors la réduction des pertes en conduction est limitée par la tension de blocage désirée. On peut obtenir une résistance en conduction plus faible en augmentant le nombre de cellules en parallèle, pour un prix évidemment élevé inacceptable dans la plupart des applications industrielles. La dernière génération de transistors MOSFETs 800V a une résistance à l'état passant de $R_{DS(on)} = 10\text{m}\Omega$ pour un courant nominal de 10A. Avec un tel élément et en négligeant les pertes en commutation on peut atteindre un rendement de l'ordre de 97% dans les applications conventionnelles (220V \sim).

2.2 Le transistor MOSFET à super-jonction

Le concept de super-jonction (figure 2.3) propose une nouvelle approche pour diminuer la résistance de la couche épitaxiale n^- [27]. Comme dans un transistor MOSFET de puissance la conduction est uniquement assurée par les porteurs majoritaires. Le dopage de la zone de conduction peut être augmentée d'un ordre de grandeur au moins. La couche épitaxiale est toujours faiblement dopée pour assurer le blocage de tension. Des bandes verticales dopées positivement sont ajoutées pour séparer les zones de blocage et de conduction. Des bandes verticales dopées positivement sont ajoutées pour séparer les zones de blocage et de conduction. Ces bandes limitent la surface effective pour le courant d'électrons et ainsi augmentent localement les densités de courant. Toutefois la forte diminution de la résistivité dans cette zone permet de réduire globalement la chute de tension en conduction aux bornes de l'élément par rapport à la technologie MOSFET standard.

Quand le transistor est polarisé en inverse, un champ électrique latéral se forme et conduit les charges vers les zones de contact. La zone de déplétion évolue le long de la jonction physique pn et englobe la totalité de la structure de bandes pour une tension bloquée supérieure à 50V. Le comportement se rapproche alors de celui observable dans les diodes pin . Cette structure n'apporte aucun inconvénient par rapport aux performances dynamiques du transistor MOSFET, mais une forte diminution

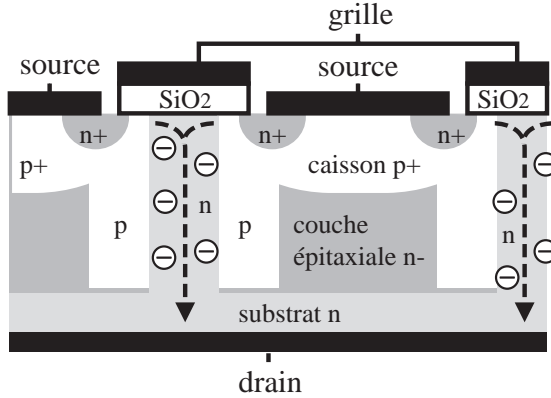


FIG. 2.3 – Coupe verticale d'un transistor MOSFET de puissance à super-jonction.

des pertes en conduction. Un transistor MOSFET à super-jonction actuel de 800V montre une résistance à l'état passant $R_{DS(on)} = 0.25\Omega$ pour un courant nominal de 10A. En négligeant les pertes en commutation, l'élément permet d'attendre un rendement de l'ordre de 99% dans les applications conventionnelles (220V ~).

L'inconvénient majeur de cette structure est la complexité de réalisation des bandes verticales. La croissance épitaxiale doit être interrompue plusieurs fois pour permettre l'implantation des couches supplémentaires p et n . Un optimum doit être trouvé entre le coût du nombre d'interruptions et la linéarité du profil vertical.

Le principe de super-jonction, validé et commercialisé pour le moment uniquement en transistor MOSFET, peut également être utilisé pour un transistor IGBT, dénommé alors transistor bipolaire à super-jonction (SJBT) [28].

2.3 Le transistor IGBT Non-Punch-Through

La structure du transistor IGBT NPT (Non-Punch-Through) est très proche de celle du transistor MOSFET vertical [29]. La différence prin-

cipale réside dans la présence d'une couche p^+ , à la place du drain du transistor MOSFET, qui injecte des porteurs minoritaires dans la base et devient ainsi le collecteur (anode) du transistor IGBT. Cette structure est appelée Non-Punch-Through (NPT) car la base est suffisamment profonde pour que la couche de déplétion ne puisse jamais atteindre la couche d'injection p^+ lorsque le transistor IGBT est dans un état bloqué. Quand

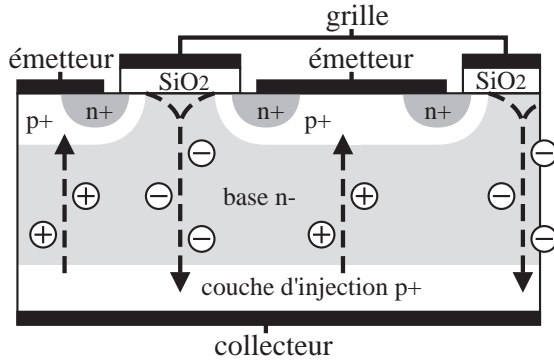


FIG. 2.4 – Coupe verticale d'un transistor IGBT Non-Punch-Through.

le transistor IGBT est en conduction, le canal du transistor MOSFET injecte des électrons dans la base et permet un effet transistor dans la partie bipolaire p^+np . Par rapport au courant total, le courant d'électrons circulant dans le canal du transistor MOSFET est réduit de la quantité du courant de trous circulant directement de la base n^- vers l'émetteur p . Le principe de neutralité électrique permet une densité d'électrons dans la base supérieure à la densité due au dopage, ce qui réduit sa résistivité effective.

$$n = p + N_D \text{ et } \sigma_n(x) = q\mu_n n > q\mu_n N_D \quad (2.2)$$

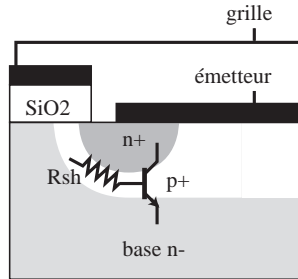
Ainsi en première approche la résistivité de la base est inversement proportionnelle à la densité de courant et la chute de tension sur la base ne dépend pas du courant traversant l'élément. La chute de tension à l'état passant sur le transistor MOSFET de puissance est ainsi réduite au prix d'une chute de tension additionnelle sur la jonction directe collecteur-base.

La base, assurant la tenue en tension du transistor IGBT au blocage, est toujours plus grande que la longueur de diffusion des porteurs minoritaires et le gain bipolaire en courant reste malheureusement bas (typiquement compris entre 0.5 et 2). On garde ainsi une certaine rapidité pour des pertes en conduction réduites par rapport au transistor MOSFET de puissance.

Si les avantages sont évidents en régime statique, cette méthode comporte quelques inconvénients en régime dynamique. Lorsque l'on veut ouvrir le transistor IGBT, les porteurs minoritaires excédentaires doivent être retirés et une traînée de courant apparaît. Selon la fréquence de commutation recherchée, un optimum doit être trouvé pour le dimensionnement du collecteur (gain bipolaire) afin de conserver une faible chute de tension en saturation, mais avec des pertes au déclenchement raisonnables. Le transistor IGBT est spécialement apprécié en moyenne tension (700V à 3.5kV) car la fréquence de commutation y dépasse rarement quelques dizaines de kiloHerz.

Les transistors IGBTs NPT sont en général développés sur une base de silicium homogène n^- d'une centaine de microns, sur laquelle le collecteur et les autres couches sont diffusés [30]. On obtient ainsi un élément fiable, avec une bonne tenue en tension et un faible coût de fabrication. Les dernières générations de transistors IGBTs utilisent également des wafers (plaquette de silicium de base) plus fins qui donnent de meilleurs résultats au niveau de la tension de saturation mais sont difficiles à manipuler et mécaniquement fragiles lors de changements de température brusques dus au passage du courant.

La présence d'une double couche n^+ et p^+ pour l'émetteur fait apparaître une structure proche de celle d'un thyristor. Si la résistance de shunt R_{sh} ou le courant la traversant est trop important, une polarisation positive peut apparaître sur la base du transistor parasite n^+p^+n émetteur-émetteur-base représenté sur la figure 2.5. Lorsque ce transistor est activé des électrons transitent directement de l'émetteur n^+ vers la base n et le transistor IGBT, ne pouvant plus être contrôlé par sa tension de grille, se comporte comme un thyristor. Ce phénomène, appelé anti-déclenchement ou latch-up, est une des principales limitations de la densité de courant admissible par un composant. Un soin tout particulier

FIG. 2.5 – *Transistor bipolaire npn parasite.*

doit être apporté à la géométrie de l'émetteur et à la qualité des contacts métalliques émetteur-émetteur pour reporter au maximum le courant de seuil d'enclenchement de ce transistor indésirable.

2.4 Le transistor IGBT PT (Punch Through)

La technologie Punch Through (PT), utilisée en premier pour la fabrication de transistors IGBTs, permet de diminuer les pertes en conduction en raccourcissant la base [30]. Le blocage de la tension est focalisé dans une portion de la base proche de l'émetteur où un dopage faible est nécessaire (grande résistivité). Une décroissance plus rapide du champ électrique, obtenue par un dopage n plus important, est possible dans la zone de la base proche du collecteur. Le profil du champ électrique résultant le long de la base est trapézoïdal. Une partie de la base est remplacée par une extension du collecteur (haute conductivité) sur un wafer standard de $100\ \mu\text{m}$ (figure 2.6). Cette structure est normalement fabriquée à partir d'une base de silicium dopée positivement (couche du collecteur), sur laquelle la couche tampon et la base sont ajoutés par croissance épitaxiale. Les autres couches sont ensuite diffusées. Le collecteur est beaucoup plus épais que nécessaire et doit être fortement dopé pour que sa résistance soit négligeable. Le gain bipolaire est élevé et ne peut plus être contrôlé par le niveau de dopage de l'émetteur [31]. Pour conserver des pertes en commutation faibles, la durée de vie des porteurs dans la zone tampon doit être réduite par irradiation ou par d'autres méthodes. Le développement

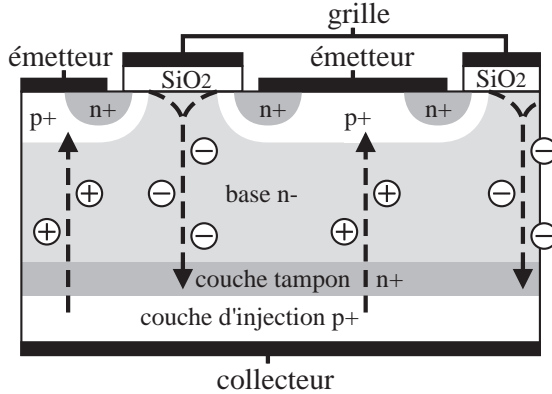


FIG. 2.6 – *Coupe verticale d'un transistor IGBT Punch-Through.*

des techniques de contrôle de la durée de vie des porteurs reste le problème majeur de l'amélioration des performances des transistors IGBTs PT. L'inconvénient principal de la structure PT est le coût de fabrication des couches épitaxiales, en particulier pour des tensions de blocage élevées ($V_{in} > 1.2kV$).

2.5 Le transistor IGBT à champ limité (Field Stop)

Le Field Stop IGBT a une distribution de champ électrique trapézoïdale comme le transistor IGBT PT mais utilise les procédés de fabrication NPT. La couche d'arrêt du champ ressemble à la couche tampon du transistor IGBT PT mais est nettement moins dopée. On peut alors encore contrôler le gain bipolaire par le dopage du collecteur diffusé et les pertes en régime dynamique sont faibles sans devoir diminuer la durée de vie des porteurs. Cette technologie est spécialement adaptée pour le blocage de tensions élevées, lorsque la longueur de la base nécessaire correspond à l'épaisseur d'un wafer standard (2.7kV à 3.3kV). On peut également obtenir des éléments de 1.2kV en utilisant une technologie de wafers minces.

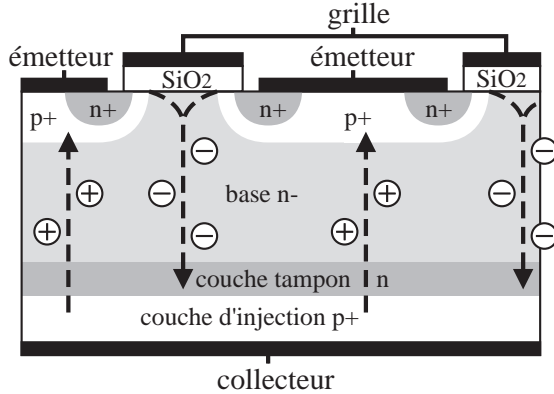


FIG. 2.7 – Coupe verticale d'un transistor IGBT à champ limité.

2.6 Le transistor IGBT avec grille en tranchée

La technologie de grille en tranchée (Trench gate) peut être couplée avec les catégories précédemment citées (figure 2.8). Son avantage principal est d'éliminer le transistor JFET émetteur-émetteur-base n^+pn^- parasite (figure 2.5). En évitant les phénomènes d'anti-déclenchement (latch-up), la structure permet des densités de courant plus importantes pour une tension de saturation donnée. Les techniques de gravure chimique pour l'implémentation de la grille sont maintenant bien maîtrisées par la plupart des fabricants du silicium et la structure de grille en tranchée est largement utilisée dans les éléments commercialisés.

2.7 Choix d'une technologie

Si la fréquence de commutation rentre également en ligne de compte, le critère principal pour le choix d'une technologie est la tension de blocage recherchée. Les transistors IGBTs PT étaient en général préférés dans les catégories 600V et 1.2kV; les transistors IGBTs NPT pour des tensions

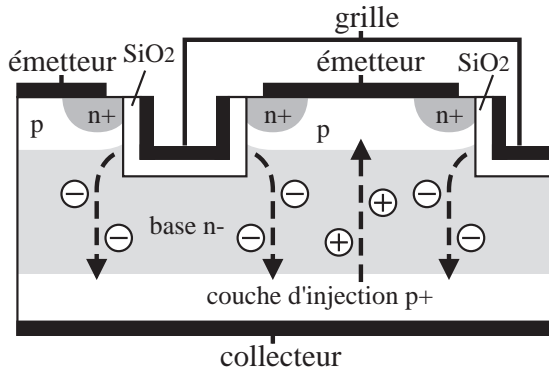


FIG. 2.8 – Coupe verticale d'un transistor IGBT NPT avec grille en tranchée.

supérieures. Les améliorations technologiques ont quelque peu modifié cet état des choses ces dernières années. Le transistor MOSFET à super-jonction, permettant des fréquences de commutation plus élevées, est en train de remplacer le transistor IGBT dans la catégorie de 600V.

La technologie NPT sur wafer mince montre de meilleures caractéristique dynamiques que son équivalente PT. La plupart des producteurs de transistors IGBTs remplacent leurs produits PT 1.2kV par une technologie NPT plus efficace (Trench gate Field Stop NPT) [32]. Des techniques intermédiaires tels que Soft-Punch-Through [33] avec une zone tampon faiblement chargée et large font aussi leur apparition. La technologie PT est beaucoup utilisée dans la catégorie de 1.7kV car ils peuvent y être obtenus par diffusion sur un wafer standard. Les transistors IGBTs de haute tension sont encore liés à une technologie naissante et de nouvelles méthodes sont régulièrement proposées, où ils entre en compétition avec les thyristors et GTOs, montrant pour le moment de meilleures performances.

Chapitre 3

Manoeuvre d'enclenchement pour un transistor IGBT

Le passage du mode bloqué au mode passant pour un transistor IGBT se fait progressivement et dépend du circuit dans lequel le transistor est utilisé. On développe ici en détail les différentes étapes liées à l'enclenchement en commutation dure, cas dans lequel les pertes en commutation sont les plus importantes. A partir de courbes idéalisées, on s'approche de courbes mesurables en tenant compte d'éléments parasites internes et externes. On montre ainsi les difficultés liées à la caractérisation d'un transistor IGBT à partir de mesures, étant donné l'importance de l'ensemble des phénomènes perturbateurs. On discutera finalement les erreurs induites par les mesures elles-mêmes.

3.1 Blocage du transistor IGBT

Dans le mode de fonctionnement normal du transistor IGBT le potentiel électrique du collecteur est toujours plus élevé que celui de l'émetteur. La jonction collecteur-base est toujours en polarisation directe alors que la jonction base-émetteur supporte la totalité du blocage de la tension.

Pour un potentiel de grille nul et une forte tension collecteur-émetteur la base n^- du transistor IGBT est partiellement ou totalement déplétée (figure 3.1).

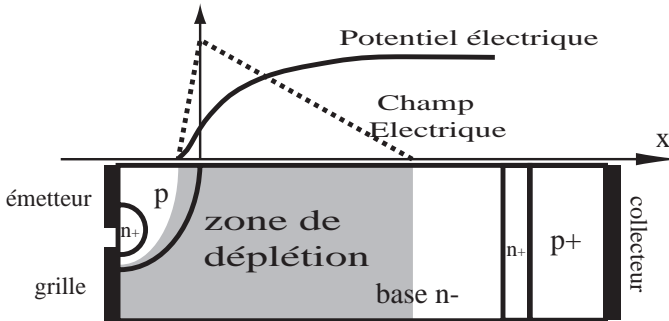


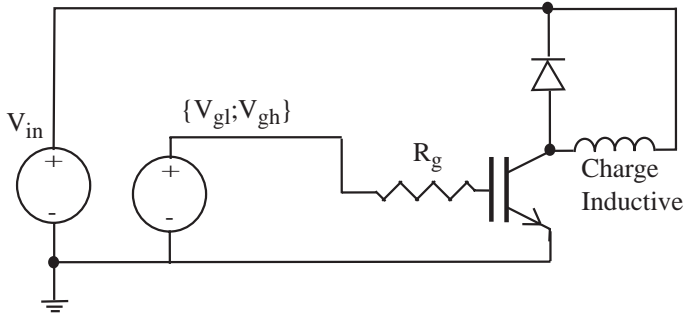
FIG. 3.1 – Zone de déplétion, champ et potentiel électriques dans un transistor IGBT au blocage.

Si la partie non déplétée de la base a une densité d'électrons correspondant à son niveau de dopage, la zone déplétée ne comporte que quelques porteurs dans sa bande de conduction et elle présente une forte résistivité. La norme du champ électrique présente un maximum à l'endroit de la jonction physique et la tenue en tension est répartie le long de la zone de déplétion.

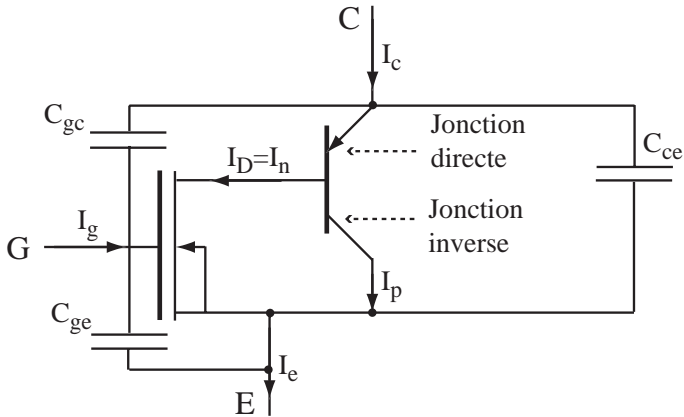
3.2 L'enclenchement du transistor IGBT

Dans cette partie le comportement du transistor IGBT sur charge inductive (commutation dure) est analysé en détails. La traînée en tension apparaissant à la fin du processus de mise en conduction sera analysée séparément. Au début de l'enclenchement le transistor IGBT se comporte principalement comme un transistor MOSFET de puissance. Le fonctionnement de base sera d'abord décrit [29] puis des effets externes et autres phénomènes complexes tels que recouvrement dans la diode de roue libre et l'influence des éléments parasites [34] seront introduits.

La structure simple décrite dans la figure 3.2 sert de référence pour le comportement du transistor IGBT dans une branche de pont en H.

FIG. 3.2 – *Circuit de test pour la commutation dure.*

En négligeant l'effet thyristor parasite, un transistor IGBT peut être représenté par un transistor bipolaire PNP contrôlé par un transistor MOS. Le schéma équivalent est décrit dans la figure 3.3. On y retrouve

FIG. 3.3 – *Circuit équivalent du transistor IGBT.*

les trois connections de l'élément (grille G, collecteur C et émetteur E), ainsi que les principaux éléments parasites internes. Si les capacités grille-émetteur C_{ge} et collecteur-émetteur C_{ce} (liée à la connectique interne) sont plus ou moins constantes, la capacité grille-collecteur C_{gc} , aussi appelée par analogie avec le transistor MOSFET de puissance capacité Miller,

dépend fortement de la tension collecteur-émetteur appliqué à l'élément. Ce schéma équivalent va servir de base pour l'analyse et des éléments parasites vont être ajoutés lorsque nécessaire.

3.3 Comportement idéalisé

On commence l'analyse du comportement du transistor IGBT à l'enclenchement en négligeant la plupart des éléments parasites. La figure 3.4 montre l'évolution du courant de collecteur et des tensions grille-émetteur et collecteur-émetteur dans ce cas simple.

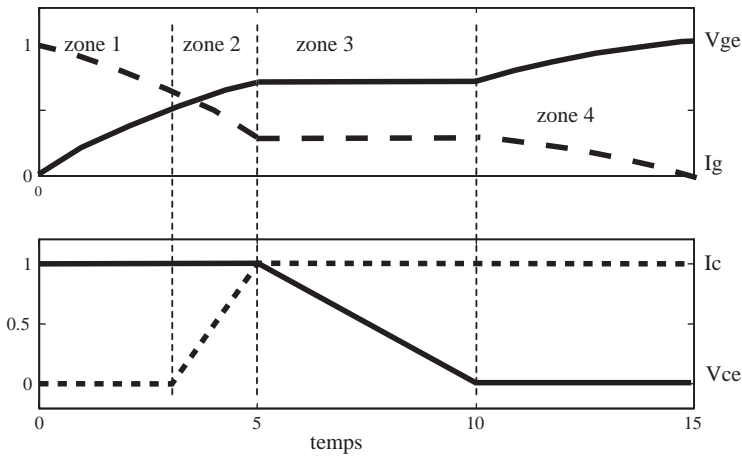


FIG. 3.4 – Tensions et courant dans le transistor IGBT à l'enclenchement.

zone 1 : On applique un saut de tension sur la résistance de grille et sa tension augmente de façon exponentielle. La tension collecteur-émetteur V_{ce} correspond à la tension d'alimentation V_{in} et il n'y a pas de courant traversant le transistor IGBT.

zone 2 : Quand la tension de la grille a atteint la valeur de tension de seuil $V_{ge(th)}$ le courant augmente linéairement jusqu'à sa valeur statique.

Aussi longtemps qu'une partie du courant de la charge circule dans la diode la tension V_{ce} ne peut pas décroître.

zone 3: Lorsque la totalité du courant circulant dans la charge est prise en charge par le transistor IGBT V_{ce} peut décroître linéairement. La charge de la grille est interrompue car la totalité de son courant sert à décharger la capacité grille-collecteur (effet Miller).

zone 4: V_{ce} a atteint sa valeur statique et la grille peut continuer de se charger. Le transistor IGBT a atteint son mode de conduction.

Ces diverses parties vont maintenant être analysées en détail.

3.3.1 Délai d'enclenchement

La 1ère zone est généralement dénommée délai ou retard d'enclenchement $t_{d(on)}$. La grille peut être considérée comme une capacité chargée au travers d'une résistance avec une constante de temps

$$\tau_g = R_g(C_{ge} + C_{gc}), \quad (3.1)$$

où C_{ge} et C_{gc} sont les capacités parasites de la grille et R_g est la résistance de grille externe (définie sur la figure 3.2). La tension de grille V_{ge} évolue comme:

$$V_{ge} = V_{gh} \left(1 - \exp \left(\frac{-t}{\tau_g} \right) \right) \quad (3.2)$$

V_{gh} étant le niveau de tension positive délivré par le circuit de contrôle (driver).

Le délai d'enclenchement $t_{d(on)}$ est le temps nécessaire pour que la grille atteigne le niveau de seuil $V_{ge(th)}$ (apparition de canal dans le transistor MOSFET) plus un retard déterminé par le temps nécessaire aux porteurs pour traverser la base [35]. Il se calcule comme:

$$t_{d(on)} = \frac{w_b^2}{2D_p} + \tau_g \ln \left(\frac{V_{gh}}{V_{gh} - V_{ge(th)}} \right) \quad (3.3)$$

avec w_b la longueur de la base et D_p le coefficient de diffusion des trous libres. Le retard dû au temps de transit des porteurs t_t (premier terme de l'équation 3.3) est souvent négligeable.

3.3.2 Montée du courant

La deuxième zone est appelée temps de montée du courant. A partir de $V_{ge(th)}$ la tension de grille continue de monter comme avant et le courant de collecteur commence à augmenter. En considérant que le transistor MOSFET est en mode saturé ($V_D \gg V_P$) et que son canal est en forte inversion le courant de drain du transistor MOSFET I_D peut s'exprimer comme une fonction du potentiel de grille [35].

$$I_D(t) = \frac{W_{MOS}}{L_{MOS}} \mu_{eff} C_{ox} \left[(V_{gh} - V_{ge(th)}) - V_{gh} \exp\left(\frac{-t}{\tau_g}\right) \right]^2 = I_n(t) \quad (3.4)$$

Le courant de collecteur I_c s'exprime en fonction de l'évolution de la charge dans la base.

$$\frac{dQ_B}{dt} = I_n(t) - \frac{Q_B}{\tau_{eff}} \quad \text{avec} \quad Q_B = \frac{I_c(t)w_b^2}{2D_{eff}} \quad (3.5)$$

L'expression générale du courant de collecteur I_c se trouve en combinant les équations 3.4 et 3.5. En considérant que le transistor IGBT se comporte essentiellement comme un transistor MOSFET durant la plus grande partie de l'enclenchement [29] le courant de collecteur I_c peut être approché par:

$$I_C \cong I_D = I_n \quad (3.6)$$

Ainsi le courant de collecteur évolue-t-il comme le carré d'une exponentielle, avec une constante de temps correspondant à celle de la grille, jusqu'à ce qu'il ait atteint sa valeur statique. L'équation 3.4 est valable aussi longtemps que les inductances parasites en série sont suffisamment petites pour que la chute de tension cumulée à leurs bornes ne dépasse pas la tension d'alimentation. Des inductances plus grandes limitent la dynamique de montée en courant (di/dt).

La capacité grille-émetteur n'est pas constante [36]. Lorsque la tension de grille est faible une couche d'inversion à l'interface n -base/ SiO_2 induit une forte capacité équivalente. La capacité diminue ensuite pour chuter lorsque des trous s'accumulent à l'interface n -base/ SiO_2 .

3.3.3 Chute de la tension

Dans la 3ème zone le transistor IGBT peut toujours être assimilé à un transistor MOSFET de puissance. En négligeant les variations de la capacité grille-drain C_{gd} tant que le transistor MOSFET est en mode saturé et en considérant que la totalité du courant délivré par le driver de la grille sert à décharger la capacité Miller, la dérivée de la tension collecteur-émetteur est liée à celle de la tension grille-émetteur.

$$\frac{dV_{gc}}{dt} = \frac{J_g}{C_{Miller}} = \frac{V_{gh} - V_{ge(th)} + (I_c(t)/g_{fs})}{R_g C_{gd}} = -\frac{dV_{ce}}{dt} \quad (3.7)$$

En général le paramètre de transconductance g_{fs} est suffisamment grand pour que les variations de courant de collecteur n'aient pas une influence importante sur la chute de tension, et la dérivée peut être considérée comme constante.

3.3.4 Conduction

En mode de conduction le transistor IGBT peut être considéré comme un transistor MOSFET en série avec une diode de puissance (Figure 3.3). Le courant de collecteur en conduction peut être exprimé à l'aide du gain en courant β_{pnp} du transistor p^+np .

$$I_c = I_n(\beta_{pnp} + 1) \quad (3.8)$$

La chute de tension résultante sur le canal du transistor MOSFET en est proportionnellement réduite.

$$V_m = R_{ds(on)} \frac{I_c}{\beta_{pnp} + 1} \quad (3.9)$$

Contrairement au transistor bipolaire où la longueur de diffusion des porteurs minoritaires dans la base est beaucoup plus grande que la base ($L_p \gg w_b$), le gain en courant de la partie bipolaire du transistor IGBT ne dépend que très peu des dopages respectifs de la base et du collecteur lorsque ce dernier est fortement dopé ($N_{A(émetteur)} \gg N_{D(base)}$). Pour un transistor IGBT PT le gain en courant β_{pnp} peut être approché par une fonction hyperbolique de la longueur de la base.

$$\beta_{pnp} \simeq \left(\cosh \frac{w_{base}}{L_p} \right)^{-1} \quad (3.10)$$

Dans le cas d'un transistor IGBT NPT le dopage du collecteur peut être réduit et le gain en courant β_{pnp} dépend également de la proportion de dopage entre le collecteur et la base.

Le gain en courant du transistor PT ou NPT reste beaucoup plus faible que celui d'un transistor bipolaire. Les trous ne participent que partiellement au transport de courant (presque totalement pour le bipolaire) mais forcent une augmentation de la densité d'électrons impliquant une réduction de la résistance de la base pour ces derniers.

La chute de tension sur la diode de puissance peut être décomposée en une chute ohmique sur la base et une dépendance exponentielle de la jonction directe p^+n . La charge totale présente dans la base augmente avec les densité de courant et sa résistance décroît. A priori la chute de tension sur la base ne devrait pas dépendre du courant de collecteur I_c [29].

$$V_{base} = \frac{w_b^2}{(\mu_n + \mu_p)\tau_{eff}} \quad (3.11)$$

Mais la durée de vie effective τ_{eff} (à cause de l'effet de recombinaison Auger) et la mobilité des porteurs décroissent lorsque les densités de courant augmentent. En résulte un comportement quasi résistif $V_{base} \approx R_{base}I_c$ de la base. La chute de tension totale sur le transistor IGBT est la somme de ces différents termes.

$$V_{ce(on)} = V_m(I_c) + R_{base}I_c + V_j(I_c) \quad (3.12)$$

Sous hypothèse de forte injection, on peut approcher l'équation 3.12 par la somme de termes [35]

$$V_{ce(on)} \simeq K_0 + K_1 \ln I_c + K_2(I_c)^m + K_3I_c \quad (3.13)$$

avec K_0 et K_1 deux termes issus du développement exponentielle de la jonction passante collecteur-base, K_2 un terme de quasi-résistivité de la base associé à un facteur m typiquement compris entre 0.6 et 0.7, et K_3 une résistance de passage du canal MOS rapportée au gain bipolaire β_{pnp} .

3.4 Influence des éléments et phénomènes parasites internes et externes

Cette partie décrit l'influence des éléments externes, tels que recouvrement dans la diode de roue libre ou chute de tension sur les inductances parasites du circuit, et de phénomènes internes, tels que capacités parasites et effet de quasi-saturation.

3.4.1 Recouvrement inverse dans la diode de roue libre

L'analyse faite dans la section 3.3 considère une diode de roue libre idéalisée. L'effet de déstockage des charges dans la jonction de la diode (recouvrement inverse) a été négligé. Lorsque une diode est à l'état passant des charges, dépendantes du courant traversant la jonction, sont accumulées [35].

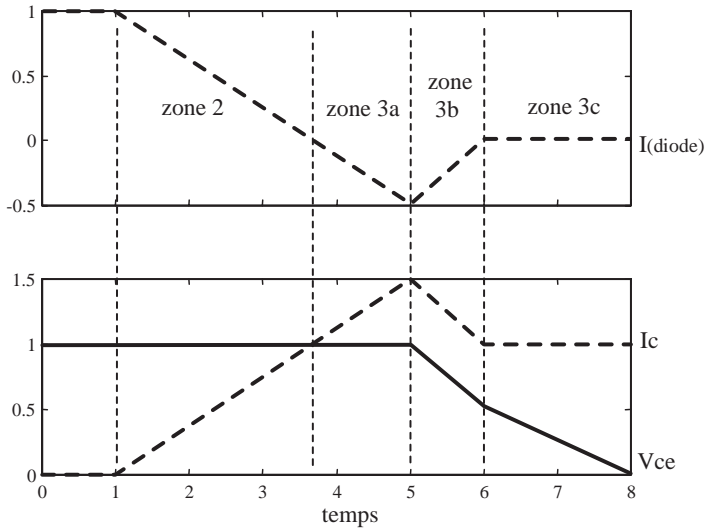
$$Q(0) = I_F \tau_H^* \quad (3.14)$$

avec τ_H^* la durée de vie effective sous forte injection.

La tension aux bornes du transistor IGBT ne peut commencer à descendre que lorsque le courant dans la diode a atteint une valeur négative de recouvrement I_{rr} . Le taux de décroissance du courant dI/dt ne dépend pas de la diode mais des inductances parasites externes et de la variation de la tension de grille du transistor IGBT. La chute de tension du transistor IGBT peut être séparée en trois parties (figure 3.5). Le courant descend d'abord jusqu'à s'annuler avec un certain taux de décroissance (équation 3.4). Dans la partie 3a le courant dans la diode est négatif, ce qui permet d'évacuer les charges excédentaires. Le courant devant rester constant dans la charge inductive le transistor IGBT doit assumer une crête de courant $I_{charge} + I_{rr}$. Le taux de décroissance reste inchangé.

Au début de la partie 3b toutes les charges excédentaires ont été évacuées, la tension aux bornes du transistor IGBT peut commencer à décroître et le courant va s'annuler dans la diode avec un transitoire exponentiel, dépendant des paramètres physiques de la diode. Dans les diodes de puissance *pin* conventionnelles le taux de décroissance du courant dI/dt est beaucoup plus grand dans la partie 3b que dans la partie 3a.

Le courant dans le transistor IGBT a atteint sa valeur statique en 3c et

FIG. 3.5 – *Effet de recouvrement inverse.*

la tension aux bornes du transistor IGBT V_{ce} continue à descendre avec un taux inférieur.

La charge extraite de la diode est proportionnelle à l'intégrale de sa partie négative du courant. En négligeant les effets de recombinaison pour des transitoires rapides cette intégrale de courant est proportionnelle au courant statique ayant traversé la diode et la crête de recouvrement I_{rr} est inversement proportionnelle à la vitesse de commutation.

3.4.2 Capacité parasite du transistor IGBT

On trouve une capacité parasite entre le collecteur et l'émetteur du transistor IGBT (figure 3.6). Elle est de l'ordre de 1 à 5nF selon les performances en courant (surface active) du transistor IGBT et ne peut pas être négligée dans les applications de puissance. Le courant la traversant

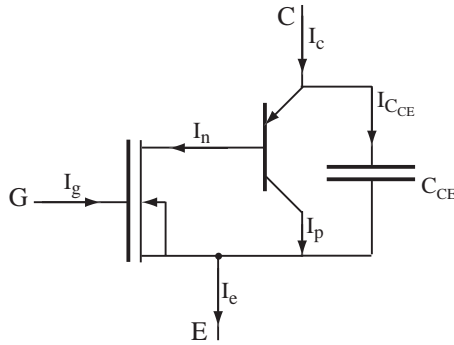


FIG. 3.6 – *Capacité parasite collecteur-émetteur du transistor IGBT.*

s'exprime à partir de la loi de Kirchhoff pour les noeuds.

$$I_c = I_p + I_n + I_{CCE} \Rightarrow I_p + I_n = I_c - C_{CE} \frac{dV_{ce}}{dt} \quad (3.15)$$

La jonction bipolaire assume la décharge de courant de la capacité parasite à l'enclenchement car le taux de variation de la tension collecteur-émetteur dV_{ce}/dt y est négatif. L'influence, pas directement mesurable, de cette capacité sur le courant traversant la base est représenté sur la figure 3.7.

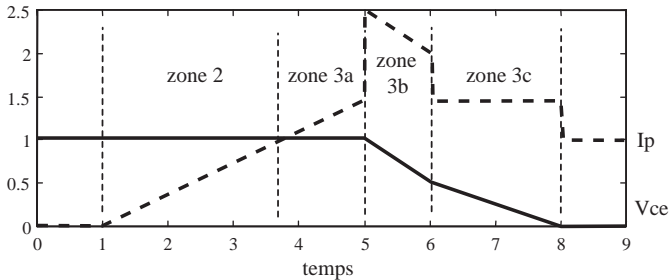


FIG. 3.7 – *Effets cumulés du recouvrement inverse de la diode et de la capacité parasite collecteur-émetteur sur le courant interne.*

3.4.3 Capacité parasite de la charge

La charge représentée sur la figure 3.2 est une inductance idéale. Une capacité parasite parallèle doit être prise en compte pour se rapprocher de formes mesurables (figure 3.8).

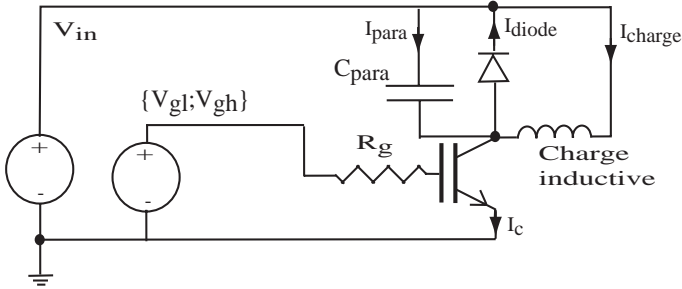


FIG. 3.8 – Capacité parasite sur la charge.

On exprime le courant de collecteur en appliquant le premier lemme de Kirchhoff.

$$I_c = I_{charge} + I_{para} - I_{diode} = I_{charge} - I_{diode} + C_{para} \frac{d(V_{in} - V_{ce})}{dt} \quad (3.16)$$

La capacité parasite sur la charge conduit à une augmentation du courant traversant le transistor IGBT. La forme de courant I_c résultante est similaire à celle de I_p présentée pour la capacité parasite collecteur-émetteur de la figure 3.7. Dans une structure de pont en H la charge passe de V_{in} à $-V_{in}$ et subit une variation de tension du/dt double de celle du transistor IGBT. Même de très faibles capacités d'accès de la charge nécessitent plusieurs ampères pour se charger pendant la phase d'enclenchement. Couplée avec l'inductance de la charge, cette capacité parasite générera également des oscillations du courant I_c et de la tension V_{ce} pendant le début de la phase de conduction.

3.4.4 Inductances parasites séries du circuit

Le courant dans la source subit une inversion de sens lors de la phase d'enclenchement. L'inductivité de la source et des connexions du circuit

entraînent une diminution passagère de la tension aux bornes du transistor IGBT V_{ce} (figure 3.9).

$$V_{ce} = V_{in} - L_{para} \frac{dI_c}{dt} \quad (3.17)$$

Cela peut aussi conduire à une limitation de la transition de courant

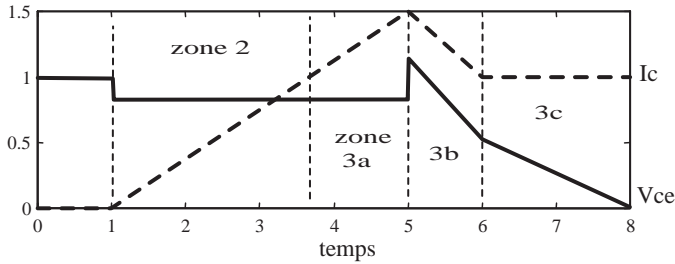


FIG. 3.9 – *Effets cumulés du recouvrement inverse de la diode et des inductances séries du circuit sur la tension aux bornes du transistor IGBT.*

dI_c/dt lorsque la chute de tension induite par les inductances serait plus élevée que la tension d'alimentation pour une variation de courant donnée imposée par le driver.

$$L_{para} \frac{dI_c}{dt} = V_{in} \quad (3.18)$$

Couplée aux capacités parasites du circuit, cette inductance parasite génèrera également des oscillations pendant le début de la phase de conduction, à partir de la fin du recouvrement de la diode.

3.4.5 Inductance parasite du transistor IGBT

Les connections internes du collecteur, de l'émetteur, et à moindre importance de la grille, comportent également une faible inductivité série parasite. Si la chute de tension aux bornes de ces inductances peut être négligée dans l'étude de la variation de tension collecteur-émetteur V_{ce} , il faut tenir compte de l'influence de l'inductivité de l'émetteur sur le comportement de la grille. pendant le transitoire de courant la tension mesurable entre la grille et l'émetteur correspond à la somme de la tension

effective sur la grille et de la chute de tension sur l'inductance série de l'émetteur. Les équations 3.2 et 3.4 ne sont vérifiées que par rapport à la tension effective de la grille. On obtient le terme correctif de ces équations par le deuxième lemme de Kirchhoff.

$$V_{ge(mesurable)} = V_{ge(interne)} + L_{interne} \frac{dI_c}{dt} \quad (3.19)$$

L'influence de la boucle de courant de grille (au travers de la capacité grille-source du transistor MOSFET) peut être négligée en comparaison de l'influence du courant de collecteur.

3.4.6 Éléments parasites du driver

Un driver réel ne peut pas être assimilé à une source de tension idéale à deux états. Il comporte plusieurs éléments parasites tels que inductance et résistance séries ou capacité parallèle qui induisent des oscillations. Ils sont tout particulièrement importants sur le driver flottant supérieur d'un pont en H qui subit des variations de tension absolues de l'ordre de la tension d'alimentation. Le driver doit charger sa capacité parasite contre terre pendant la chute de tension collecteur-émetteur et le courant disponible traversant la résistance de grille en est fortement diminué. Heureusement le courant de collecteur diminue pendant la descente de la tension V_{ce} (fin du recouvrement inverse de la diode de roue libre) et des charges en surplus sur la grille permettent de continuer à décharger rapidement la capacité Miller. A cela s'ajoute une accumulation de trous à l'interface oxyde-base diminuant la capacité effective de la grille [36]. Dans ce cas la variation de tension dV_{ce}/dt ne dépend que de la variation de courant de collecteur dI_c/dt . Un dimensionnement soigné du driver est nécessaire pour conserver le contrôle de la chute de la tension aux bornes du transistor IGBT.

3.4.7 Traînée en tension

A la fin de la décharge de la capacité Miller (début de la zone 4 sur la figure 3.4) la tension collecteur-émetteur n'a pas encore atteint sa valeur statique. On observe une lente décroissance de faible amplitude vers la tension de saturation V_{sat} du transistor IGBT. Outre le fait que la grille n'est

pas encore totalement chargée, on observe un effet de quasi-saturation typique des transistors bipolaires [37]. Cet effet est souvent présenté dans la littérature [29], mais jamais expliqué en détail. Ceci est historiquement lié au fait que pour des fréquences et des temps de commutation relativement longs, les pertes supplémentaires induites par la traînée de tension sont négligeables vis-à-vis des pertes en conduction ou en commutation. L'amélioration des performances en rapidité des transistors IGBTs et l'utilisation de plus en plus fréquente de circuits relativement complexes d'aide à la commutation (CALC) laisse apparaître de nouveaux types de fonctionnement ou les pertes liées à la traînée en tension deviennent plus importantes, voire dominantes. Il est donc nécessaire d'étudier les causes de ce phénomène afin de pouvoir le simuler correctement et de voir dans quelle mesure il est possible d'en diminuer l'influence. Les phénomènes induisant la traînée en tension sont décrits en détail dans le chapitre suivant.

3.4.8 Difficultés liées aux mesures

De nombreux problèmes se posent lorsque l'on cherche à mesurer l'évolution de la tensions collecteur-émetteur ou le courant de collecteur d'un transistor IGBT en commutation dure ou en conduction. En ce qui concerne l'enclenchement du transistor en commutation dure, on se trouve confronté aux problèmes suivants lors de mesure sur un circuit de test:

- La présence d'une sonde différentielle aux bornes du transistor introduit une capacité parasite en parallèle qui fausse les résultats.
- La plage de tensions collecteur-émetteur à mesurer est importante (de 0 à quelques centaines de volts). Les oscilloscopes les plus performants permettent un codage vertical sur 11 bits, soit 2048 niveaux. Pour une tension de blocage de l'ordre du kiloVolt, l'approximation sur la mesure qui en découle ($\pm 0.5V$) ne permet pas une analyse précise de la traînée en tension.
- Si on réduit le facteur d'échelle de la sonde ou de l'oscilloscope pour obtenir une plus grande précision, elle ou il entre en saturation au blocage et les résultats de mesure sont complètement faussés. Un limiteur approprié peut être ajouté en parallèle sur la sonde pour éviter la saturation, mais les résultats seront nettement perturbés,

surtout lors de commutations rapides.

- Les capacités et inductances parasites, formant un certain nombre de circuits résonnants, introduisent des oscillations sur la tension et le courant qui rendent difficile la caractérisation du transistor IGBT lui-même.

Lors de la caractérisation statique $V_{ce} = f(i_c; V_{ge})$ du transistor IGBT, la plage de tensions à mesurer est faible, mais d'autres problèmes apparaissent:

- La variation du courant de collecteur doit être suffisamment lente pour que des phénomènes dynamiques ne perturbent pas les résultats. Le transistor s'échauffe progressivement à cause des pertes lors de la mesure et la tension de saturation mesurée dépend de la température.
- Pour une mesure lente on observe également une rémanence progressive au niveau de la sonde de courant. La mesure de courant sera ainsi par endroits surestimée.

L'évaluation des pertes dans un élément par le produit des mesures de tension collecteur-émetteur et de courant de collecteur ne donne ainsi qu'une vague approximation de la réalité. Un calcul indirect par des mesures sur la source et la charge ou par des mesures thermiques est souvent nécessaire. La simulation par éléments finis permet de s'affranchir de toutes ces sources d'erreur et d'imprécisions, avec un résultat reconnu pour être très proche de la réalité.

Chapitre 4

Analyse physique des phénomènes

Dans ce chapitre, la lente décroissance de la tension collecteur-émetteur du transistor IGBT, aussi appelée traînée en tension ou tension de saturation dynamique est analysée en détail. Les résultats de l'approche théorique sont comparés avec ceux fournis par une simulation par éléments finis sur le logiciel ISE-TCAD. Toutes les simulations ont été faites en utilisant un modèle de transistor IGBT NPT 1200V fourni par ABB semiconductor à Lenzburg (Suisse). Le modèle graphique en deux dimensions subit une rotation de 360 degrés, représentant ainsi une cellule 3D proche de celle implémentée dans les éléments réels (structure en nid d'abeille).

4.1 Description physique

Lorsque une tension positive suffisante ($V_{ge} > V_{ge(th)}$) est appliquée sur la grille (figure 4.1) un canal d'électrons apparaît sous celle-ci et les électrons sont rapidement accélérés vers le collecteur par le champ électrique important subsistant dans la zone de déplétion. Un courant I_c peut alors circuler au travers de l'élément quelles que soient les dimensions de la zone déplétée, sa résistivité s'adaptant à la chute de tension imposée par la diode de roue libre ou par l'état de décharge de la capacité Miller C_{gc} . De par la structure particulière du transistor IGBT, son transistor

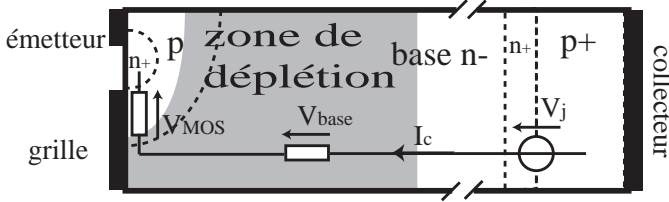


FIG. 4.1 – Différentes contributions à la chute de tension globale sur un transistor IGBT.

bipolaire p^+np interne est toujours en mode de fonctionnement normal et seuls quelques électrons peuvent traverser la jonction émetteur-base du transistor IGBT. En conduction, la chute de tension aux bornes du transistor IGBT peut être séparée en trois parties :

- une chute de tension résistive V_{MOS} sur le canal du transistor MOSFET interne;
- une chute de tension quasi résistive V_{base} le long de la base, incluant une terme de déplétion au blocage;
- une chute de tension V_j sur la jonction collecteur-base.

$$V_{ce} = V_{MOS} + V_{base} + V_j \quad (4.1)$$

Liées à des mécanismes de nature très différentes, ces trois contributions vont être analysées séparément.

4.2 Chute de tension sur le canal du transistor MOSFET interne

Lors du blocage du transistor IGBT le canal MOS ne supporte qu'un faible pourcentage de la tension bloquée totale. Toutefois la tension effective du drain du transistor MOSFET interne (sortie du canal dans la base) reste proportionnelle à la tension totale sur l'élément pendant toute la durée de l'effet Miller. On peut considérer la capacité Miller du transistor IGBT comme la mise en série d'une forte capacité entre la grille et le drain du transistor MOSFET et d'une capacité plus faible sur la zone de

déplétion. Le canal est en mode saturé pendant toute la durée de l'effet Miller et le courant ne dépend pas du potentiel de drain.

$$I_n = \frac{\beta}{2n}(V_{ge} - V_{T0})^2 \quad V_{MOS} \geq \frac{V_{ge} - V_{T0}}{n} \quad (4.2)$$

Lorsque le transistor MOSFET sort du mode saturé, les modes d'accumulations changent dans la jonction émetteur-drain et la capacité de jonction augmente rapidement. On observe ainsi un ralentissement de la décroissance de la tension avant d'atteindre le régime statique.

A la fin du plateau Miller, lorsque le potentiel du drain est inférieur à une certaine valeur déterminée par la tension de seuil V_{T0} , le transistor MOSFET interne rentre en mode de conduction. La résistance de passage $R_{DS(on)}$ dépend principalement de la quantité de charges induites dans le canal par les charges positives accumulées sur la grille. La chute de tension sur le canal dépend alors du courant I_n le traversant et du potentiel de grille.

$$V_{MOS} = \frac{I_n}{\beta(V_{ge} - V_{ge(th)})} \quad \text{pour } V_{MOS} < \frac{V_{ge} - V_{T0}}{n} \quad (4.3)$$

Le paramètre de transconductance β du transistor MOSFET dépend de la permittivité de l'oxyde de grille ϵ_{ox} et de son épaisseur t_{ox} , à partir desquels on définit la capacité par unité de surface C_{ox} de la grille. Il dépend également de la largeur W et de la longueur L du canal.

$$\beta = \mu_n \frac{\epsilon_{ox} W}{t_{ox} L} = \mu_n \frac{C_{ox} W}{L} \quad [A/V^2] \quad (4.4)$$

La mobilité μ_n ne peut pas être considérée comme constante. Elle dépend de la densité locale de porteurs dans le canal [38]. Cette densité augmente d'une part avec le courant, mais dépend également de la tension de grille. Si le champ électrique très élevé produit par la grille au niveau du canal n'a pas d'influence directe sur la mobilité (les vecteurs de champ électrique de déplacement de porteurs sont perpendiculaires), il module la profondeur de la couche d'inversion et donc également la densité de porteurs dans le canal. Les résultats obtenus par simulation et ceux découlant de l'équation 4.3 sont représentés dans la figure 4.2. Les paramètres de l'équation ont été directement extraits de la topologie de l'élément simulé comme $I_n = 0.5mA$ par cellule (soit $40A/cm^2$ après mise en parallèle des

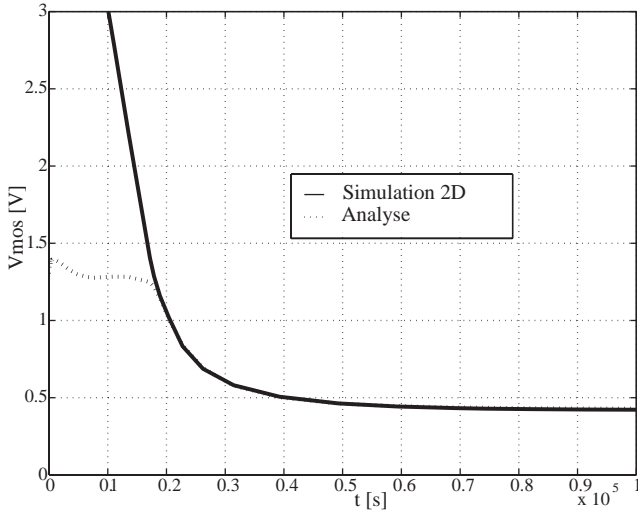


FIG. 4.2 – Comparaisons entre calculs et simulations de la chute de tension sur le transistor MOSFET interne.

cellules), $V_{ge(th)} = 5V$, $C_{ox}W/L = 7mF/m^2$. Une approximation linéaire de la dépendance entre la mobilité des électrons et la tension de grille $\mu_n = 290 - 8.65V_{ge}cm^2/Vs$ donne de bons résultats dans l'ordre de grandeur usuel de la tension de grille (de $V_{ge(th)}$ à 15V). La comparaison entre calculs et simulations reste bonne pour diverses tensions d'alimentation, densités de courant et résistances de grille; le point d'intersection entre les courbes correspondant exactement à la fin du plateau Miller ($t = 1.8\mu s$).

Le retard dû au temps nécessaire pour accumuler des charges supplémentaires dans le canal est négligeable pour des variations raisonnablement lentes de la tension de grille. Ainsi l'équation 4.3 est valable autant en régime dynamique qu'en régime de conduction statique.

4.3 Chute de tension non régulière sur la base

L'analyse de la chute de tension sur la base du transistor IGBT est beaucoup plus compliquée que pour un transistor bipolaire à cause de sa

structure non symétrique (figure 3.1) et du fait que l'hypothèse de base courte (longueur de la base plus petite que la longueur de diffusion des porteurs) n'est pas vérifiée. Au moins trois phénomènes différents doivent être pris en compte. Le plus important est l'accumulation de charges, dépendant du courant de collecteur. Il représente la diminution de la résistance de la base après injection de porteurs excédentaires du collecteur et est utilisé dans la plupart des modèles existants. Déterminant la chute de tension à l'état passant, ce phénomène est trop rapide pour expliquer la traînée en tension à l'enclenchement.

Il faut alors tenir compte d'autres effets de mise en conduction tels que l'accumulation dans les zones d'accès difficiles et sous l'extension de la grille sur la base. Il pourra être judicieux de séparer la base en trois parties comportant des phénomènes d'accumulation différents. Nous les appellerons zone de drain du transistor MOSFET interne, chemin préférentiel et chemin secondaire sur la partie allant du drain vers le collecteur du transistor IGBT (figure 4.3).

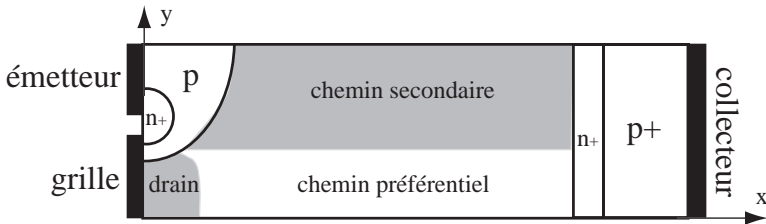


FIG. 4.3 – Différentes régions de la base.

4.3.1 Accumulation de charges dans le chemin préférentiel

L'injection de trous depuis le collecteur par effet bipolaire permet des densités de trous et d'électrons (pour satisfaire la neutralité électrique locale) plusieurs centaines de fois supérieures à la concentration due au dopage existant. La quantité de porteurs nécessaire pour annuler la zone de déplétion est négligeable comparée à la quantité nécessaire pour assurer une bonne saturation de la base. Le comportement de la résistivité de la base se déduit du modèle à commande par la charge (équation 4.5). C'est

une approximation du premier ordre de la série de MacLaurin de l'équation hyperbolique de la charge Q .

$$J(t)A = \frac{Q(t)}{\tau} + \frac{dQ(t)}{dt} \quad (4.5)$$

Lors de la mise en conduction la charge Q croît de manière exponentielle en fonction de la densité du courant de trous J_p dans la base.

$$Q(t) = J_p \tau_p A (1 - e^{-t/\tau_p}) \quad (4.6)$$

Avec τ_p la constante de temps des trous dans la base et A sa section. La chute de tension sur la base, liée à sa conductivité σ , dépend de la charge totale au travers des densités de porteurs n et p et du courant de conduction J_c .

$$\nabla \vec{V}(x) = -\frac{\vec{J}_c(x)}{\sigma(x)} \quad ; \quad \sigma_p(x) = q\mu_p p(x) \text{ et } \sigma_n(x) = q\mu_n n(x) \quad (4.7)$$

Pour des courants importants, les densités de porteurs sont suffisamment élevées pour que l'influence du dopage de base soit négligeable et $p(x) \simeq n(x)$ (figure 4.4a). Dans les zones non déplétées, les variations de densités de porteurs en fonction de la position sont suffisamment faibles pour que les variations de courant de conduction (figure 4.4b) et le courant de diffusion dans l'axe collecteur-émetteur (x) de la base soient négligeables. L'équation 4.7 peut alors se simplifier hors du bord de la zone de déplétion pour être compatible avec les valeurs introduites dans l'équation 4.5.

$$\nabla \vec{V}(x) = -\frac{\vec{J}_p}{q\mu_p p(x)} = -\frac{\vec{J}}{q(\mu_p + \mu_n)n(x)} \quad (4.8)$$

Ainsi la chute de tension résultante décroît pendant l'établissement du plasma. Jusqu'à la fin du plateau lié à l'effet Miller les mobilités et durée de vie des porteurs ne sont pas constantes et les équations résultantes ne peuvent être résolues analytiquement. Heureusement ces effets n'ont pas d'importance directe sur la chute de tension sur la base pour des résistances de grille raisonnablement élevées ($R_g > 10\Omega$) car l'effet capacitif Miller est alors dominant. On rappelle que dans sa partie linéaire le transistor MOSFET se comporte en source de courant commandée, sa tension de drain pouvant s'adapter pour compenser les variations de résistance

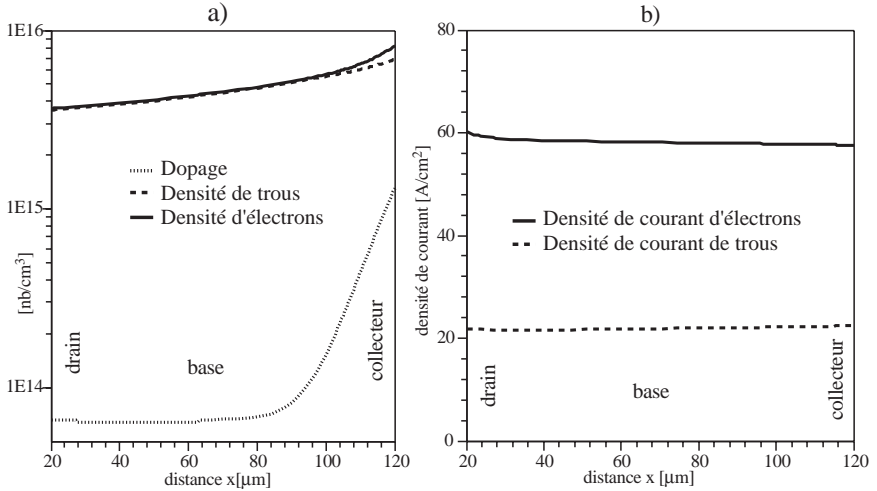


FIG. 4.4 – *Densités de porteurs et de courants sur une coupe de la base selon l'axe émetteur-collecteur.*

de la base. L'effet d'accumulation de charges n'est visible au niveau de la tension que lorsque le transistor MOSFET interne entre en conduction et que sa tension de drain dépend du courant le traversant et de sa tension de grille (après la fin du plateau Miller).

Au niveau de la mesure de la tension collecteur-émetteur V_{ce} du transistor IGBT le phénomène d'accumulation se comporte comme une limitation inférieure. Lors de commutations très rapides l'effet Miller peut être négligé et V_{ce} décroît comme une exponentielle de constante de temps τ_p . Lors de commutations lentes, la mise en saturation de la base avant la fin du plateau Miller est limitée par la zone de déplétion restante; V_{ce} décroît d'abord de manière linéaire puis de manière exponentielle une fois la zone de déplétion complètement annulée.

4.3.2 Accumulation de charges dans le chemin secondaire

A la fin du plateau Miller, bien que non déplétée, une partie importante de la base n'est pas active car les électrons ne peuvent pas se dépla-

cer perpendiculairement au champ électrique (figure 4.5). Seule une petite quantité d'électrons issus de génération de paires électrons-trous circulent dans la zone du chemin secondaire.

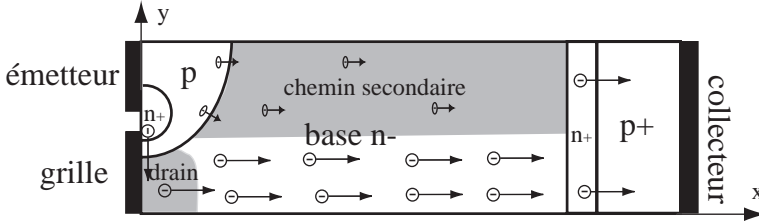


FIG. 4.5 – *Chemin naturel des électrons de l'émetteur vers le collecteur.*

Les trous suivent également le chemin préférentiel et rejoignent l'émetteur à proximité du canal d'électrons, augmentant ainsi les risques de "latch up". Cette concentration des densités de courant sur le chemin préférentiel introduit une réduction de la section effective de la base A .

Le gradient de densité d'électron entre les chemins préférentiels et secondaires entraîne un courant de diffusion tendant à uniformiser les densités sur toute la base. La chute de tension sur la base décroît ainsi lentement au fur et mesure que des portions éloignées de la base sont "activées". La mise en conduction des zones du chemin secondaire dépend de la densité de courant traversant l'élément (déterminant la densité de porteurs dans le chemin principal). La densité de courant de diffusion, beaucoup plus faible que celle de conduction, s'exprime localement en fonction des densités de porteurs n ou p , des constantes de diffusion respectives D_n ou D_p et de la charge élémentaire q .

$$J_{dn} = qD_n(-\vec{\nabla}n(x)) \quad ; \quad J_{dp} = qD_p(-\vec{\nabla}p(x)) \quad (4.9)$$

4.3.3 Accumulation de charges dans la zone de drain

A priori la zone de drain (figure 4.3), proche de la jonction émetteur-base, comporterait une faible densité de porteurs. L'extension de la grille sur la zone de drain force une concentration supplémentaire de porteurs dans la région de la base sous la grille. Ce plasma induit se répartit dans

la zone de drain par des mécanismes de diffusion. On diminue ainsi la résistivité de cette zone au prix d'une augmentation de la capacité de grille. En état de conduction, la chute de tension sur la zone de drain est inversement proportionnelle au potentiel de grille. En cas de variations rapides de la tension de grille, la résistivité varie avec un retard dû aux phénomènes de diffusion. Pour un saut théorique instantané de la tension de grille la résistivité décroît de manière exponentielle avec une constante de temps correspondant à la durée de vie des porteurs. Dans la plupart des applications pratiques les sauts de tension sont limités par le caractère capacitif de la grille et le transitoire sur la variation de résistivité peut être négligé.

4.3.4 Analyse physique de la mise en conduction

En négligeant les effets capacitifs, la chute de tension sur la base se définit à l'aide de la physique des semiconducteurs pour les électrons:

$$V_{base} = \int_{drain}^{collector} \frac{J_n(x,y)}{q\mu_n(x,y,T)n(x,y)} dx \quad (4.10)$$

ou de manière similaire pour les trous:

$$V_{base} = \int_{drain}^{collector} \frac{J_p(x,y)}{q\mu_p(x,y,T)p(x,y)} dx \quad (4.11)$$

On remarque que la seule valeur facilement définissable est la charge élémentaire q .

Un développement analytique est impossible à cause des nombreux couplages entre variables. Si on peut localement lier les densités de courants et de porteurs en utilisant l'équation de contrôle de la charge

$$\frac{Q}{A} = J_p \tau_p \cong qpwb \quad (4.12)$$

la répartition spatiale de ces grandeurs à la fin du plateau Miller est difficile à mettre en évidence (figure 4.6). Les mobilités des porteurs μ_n et μ_p dépendent également des densités de porteurs respectifs et de la température.

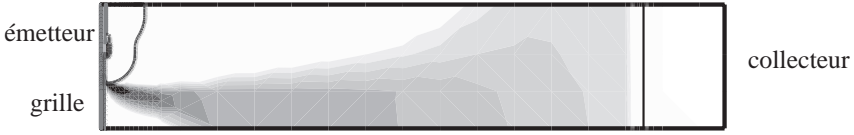


FIG. 4.6 – *Densités de courants d'électrons à la fin du plateau Miller (Simulation par éléments finis). Du blanc au noir pour les fortes densités.*

Par analogie avec le comportement du transistor bipolaire, on peut supposer une composante de la tension liée au phénomène d'accumulation de charges de la forme [39]

$$V_{base}(t) = V_{qs} - AI_c \sqrt{\tau_p(1 - e^{-t/\tau_p})} \quad (4.13)$$

avec A une constante de proportionnalité à définir et V_{qs} la chute de tension sur la base sans plasma ($n(x,y) = N_D$).

4.4 Chute de tension sur la jonction collecteur-base

Cette jonction est toujours polarisée dans son sens direct et se comporte comme une diode à l'état passant. La chute de tension sur la jonction dépend simplement du courant selon l'expression standard

$$I_c = I_s \exp\left(\frac{V_j}{nU_T}\right) \quad (4.14)$$

4.5 Des phénomènes physiques aux grandeurs électriques calculées

Il n'est pas possible de résoudre analytiquement les équations de la physique des semiconducteurs sur la totalité de la base en tenant compte de tous les paramètres, mais une résolution locale est possible. On définit un élément de volume à l'intérieur duquel tous les paramètres sont

constants spatialement (dopage, mobilité, etc...). Cette approximation est de plus en plus vraie lorsque ce volume devient petit. Si mathématiquement la représentation devient parfaite pour un volume infiniment petit, physiquement le volume correspondant d'un atome est suffisant. Le comportement global est obtenu par la somme de tous les comportements locaux. Une telle stratégie n'est évidemment pas envisageable analytiquement et trop lourde en temps de calcul numériquement. On peut remplacer une charge par un groupe de charges sans trop altérer les résultats. Un élément de volume contenant n charges q se comporte alors comme une charge équivalente nq située au centre de l'élément de volume. On réduit alors le semiconducteur complet à un ensemble de charges équivalentes raisonnablement nombreuses pour permettre une implémentation numérique. Un logiciel spécialisé peut alors résoudre les équations de transport de charge

$$J = q(\eta\mu\vec{E} - D\vec{\nabla}\eta) \quad (4.15)$$

pour chacune des charges équivalentes et ses voisines immédiates. La mobilité est constamment réévaluée en fonction de ses principales dépendances avec la densité de porteurs η et le champ électrique $|\vec{E}|$ selon des lois d'approximation phénoménologiques.

Le choix de la disposition des charges équivalentes (maillage) est crucial pour optimiser le rapport qualité des résultats-temps de calcul. Un maillage uniformément réparti est en général la moins bonne solution. L'équation 4.15 est d'autant plus linéaire que le gradient de charge est petit. Il apparaît alors comme naturel de concentrer les points de maillage dans les zones où le dopage varie fortement (à proximité des jonctions par exemple). Cette loi empirique permet d'automatiser la génération d'un maillage à partir d'un profil de dopage donné (figure 4.7). Il est cependant nécessaire de forcer un maillage plus fin dans toute zone de canal pour obtenir de bons résultats.

Une fois la structure semiconductrice et le maillage définis, des points de connexion (bornes) avec l'extérieur sont nécessaires pour pouvoir incorporer la structure par éléments finis (FEM) dans un circuit électrique. La simulation par éléments finis extrait les courants totaux dans chacune des bornes à partir des densités de courant J et de la surface de contact. Elle détermine également la chute de potentiel entre chacune des bornes par

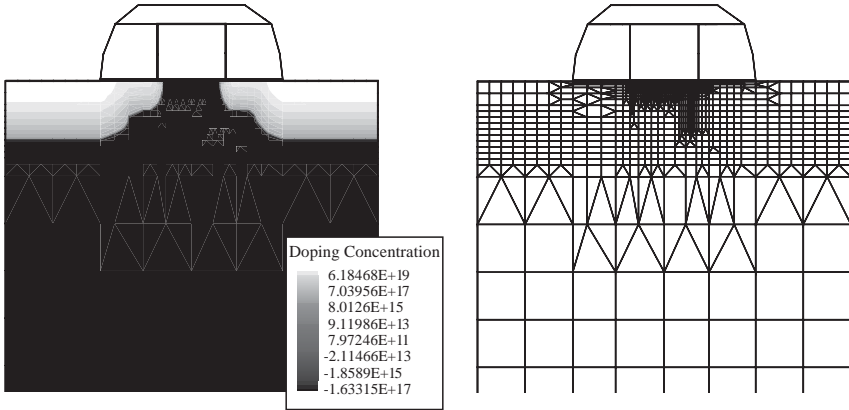


FIG. 4.7 – *Transistor MOSFET planaire. Profil de dopage et maillage correspondant pour une simulation FEM.*

intégration des champs électriques \vec{E} . On obtient ainsi un macromodèle équivalent de la structure semiconductrice déterminé par des courants et des tensions, compatible avec tous les logiciels de simulation de circuit. Une simulation dynamique de l'élément est alors possible par l'adjonction d'un circuit externe d'excitation approprié.

Chapitre 5

Etude comportementale - simulations

Comme montré dans le chapitre précédent, la complexité des phénomènes participant à la traînée en tension rend illusoire la mise en place d'un macromodèle à partir d'équations issues de la physique des semi-conducteurs. Une étude comportementale basée sur des simulations par éléments finis avec le logiciel ISE TCAD 8.0.3 [40] sera développée dans ce chapitre.

5.1 GENESISe

De nombreux logiciels différents permettent de réaliser des simulations par éléments finis. La méthode FEM n'est pas spécifique aux semi-conducteurs mais également utilisée en hydraulique, en acoustique, en matériaux, en médecine, en thermodynamique ou tout autre spécialité nécessitant une analyse spatiale à partir d'équations différentielles. On trouve des outils de simulations dédiés à une utilisation particulière (Convector, Nas-tran, Actran, Spac,...) ou des outils plus généraux appelés simulateurs multiphysiques (CFD-ACE+MEMS, ANSYS, FEMLAB,...). Le logiciel multiphysique GENESISe, développé en Suisse, a été choisi pour ses capacités en modélisation de semi-conducteurs et pour des raisons de facilités de service. GENESISe est un environnement graphique permettant l'uti-

lisation et la mise en commun de plusieurs logiciels spécialisés.

LIGAMENT et PROSIT:

Le logiciel LIGAMENT est un ensemble de logiciels permettant la simulation de procédés de fabrication. A partir de masques (Layout) et d'un descriptif précis des étapes de fabrication (durées d'exposition, énergies d'ionisation,...) LIGAMENT génère les fichiers nécessaires à une simulation de fabrication par PROSIT (figure 5.1).

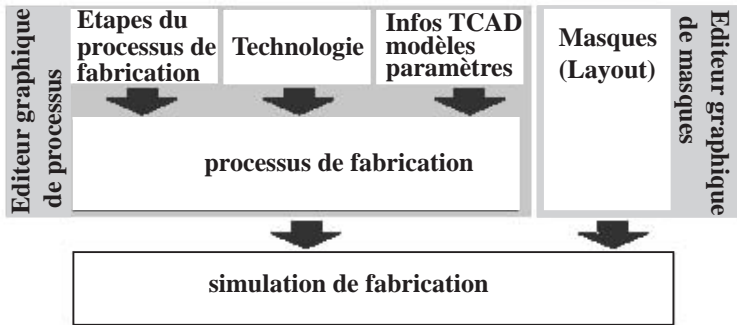


FIG. 5.1 – *Diagramme structurel de LIGAMENT.*

La structure obtenue sous PROSIT est ensuite directement utilisable pour de la simulation par éléments finis.

MDRAW et MESH:

Le logiciel MDRAW permet de définir directement une structure semi-conductrice à partir de descriptions graphiques des limites physiques de la structure, des couches métalliques, des contacts et à partir d'un fichier de dopage exprimés sous forme mathématique. Le logiciel MESH définit ensuite automatiquement un maillage approprié à partir de certaines consignes de tolérance. Le résultat est ensuite directement utilisable pour la simulation par éléments finis.

DESSIS: Le logiciel DESSIS est le simulateur FEM à proprement dit. Il peut calculer simultanément le comportement spatial de la structure donnée et le comportement temporel de la structure dans un circuit d'excitation (simulation mixte).

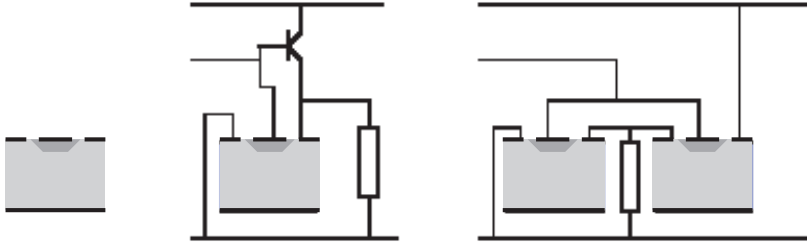


FIG. 5.2 – *Simulation mixte sous DESSIS.*

Pour l'élément, DESSIS traite un fichier de maillage défini par PROSIT ou MDRAW. Le circuit d'excitation est défini par l'utilisateur sous un format Spice. Les résultats spatiaux à un instant donné peuvent être ensuite visualisés sous le logiciel TECPLOT. Les formes temporelles des tensions et des courants sur les différents noeuds du circuit auxiliaire peuvent être visualisées en utilisant le logiciel INSPECT.

La structure du transistor IGBT étudié a été définie sous le logiciel d'édition MDRAW puis simulée électriquement avec le logiciel DESSIS.

5.2 Modèle 2D pour transistor IGBT

Dans le cadre de cette étude, un modèle de transistor IGBT NPT 2D 1,2kV a été développé avec l'aide d'ABB semiconductors à Lenzburg. Le modèle, bien que relativement simple, correspond aux développements actuels de la technologie pour des semiconducteurs de grande puissance. Il présente de bonnes caractéristiques électriques pour un coût de fabrication minimal. Le modèle 2D est analysé en quasi-3D par rotation de la structure autour de l'émetteur. On obtient ainsi une forme proche du "nid d'abeilles" utilisée par la plupart des fabricants. Les dopages respectifs sont représentés sur la figure 5.3.

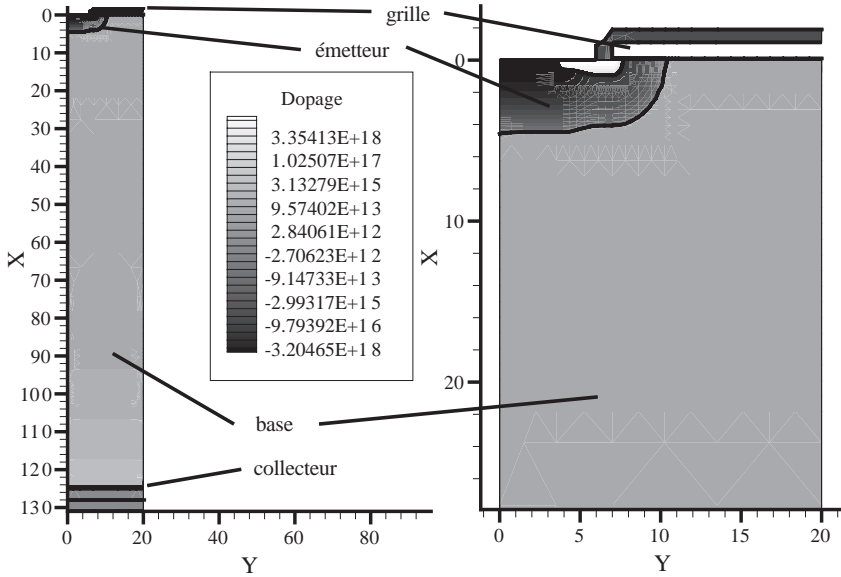


FIG. 5.3 – *Modèle de transistor IGBT 2D. Du noir au blanc pour les fortes concentrations.*

L'élément est développé sur un substrat de silicium homogène d'une épaisseur de 130 microns dopé positivement par implantation d'atomes de Phosphore ($N_D = 6.6 \cdot 10^{13}/cm^2$). Sur la face supérieure les portions p+ et n+ de l'émetteur sont obtenues par diffusion, respectivement de Bore et de Phosphore. Le processus de diffusion est représenté par une distribution gaussienne des porteurs à partir du plan d'ionisation. Les couches d'oxyde et de métallisation sont ensuite déposées. Sur la face inférieure une petite quantité d'atomes de Phosphore est d'abord diffusée pour accélérer la décroissance du champ électrique (zone tampon), puis une forte concentration de Bore pour constituer le collecteur. Le fichier complet correspondant au profil de dopage peut être consulté dans les annexes (A.1).

Un facteur d'échelle sur la surface de 79577.472, correspondant à l'inverse de la surface d'une cellule, a été introduit dans les simulations pour faire

correspondre les densités de courant sur les noeuds internes en A/cm^2 et le courant externe en A . Une telle précision de huit chiffres significatifs et nécessaire pour que lors d'une distribution homogène des densités de courants, les valeurs locales correspondent exactement au courant total traversant l'élément.

5.2.1 Comportement statique du modèle 2D

Il existe trois simulations typiques permettant de vérifier le bon comportement statique d'un transistor IGBT. On augmente tout d'abord très lentement le potentiel électrique du collecteur tout en gardant les grille et émetteur à potentiel nul. On met ainsi en évidence les capacités de blocage du transistor IGBT (breakdown voltage). Le résultat représenté dans la figure 5.4 pour une température de 400K (température de référence pour ce type de caractérisation) montre une augmentation rapide du courant pour une tension collecteur-émetteur supérieure à 1616V, ce qui représente une marge raisonnable pour un élément 1,2kV commercialisable. L'étape suivante consiste à établir un potentiel de grille positif (typ. 15V) pour des potentiels d'émetteur et de collecteur nuls. On augmente ensuite lentement le potentiel du collecteur pour représenter le comportement en conduction de l'élément.

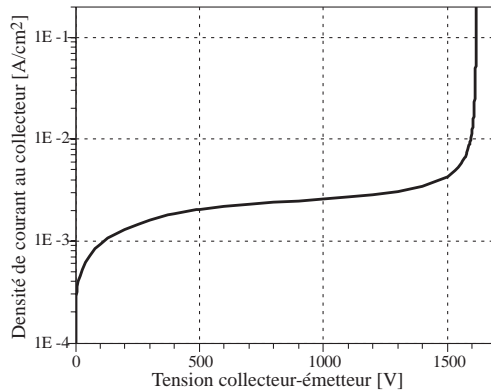


FIG. 5.4 – *Breakdown voltage - Simulation statique* ($V_{ge} = 0V$).

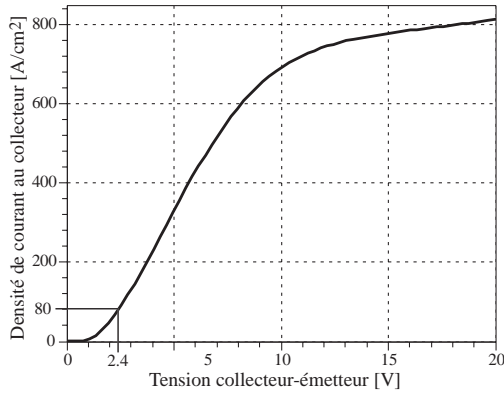


FIG. 5.5 – *Conduction - Simulation statique* ($V_{ge} = 15V$).

On aperçoit (figure 5.5) une saturation du courant à partir de $600A/cm^2$. Pour des considérations thermiques le courant nominal pour un tel élément sera choisi autour de $80A/cm^2$, zone dans laquelle le transistor IGBT simulé est bien linéaire. Ce point de fonctionnement correspond à une tension de saturation V_{sat} de 2.4V.

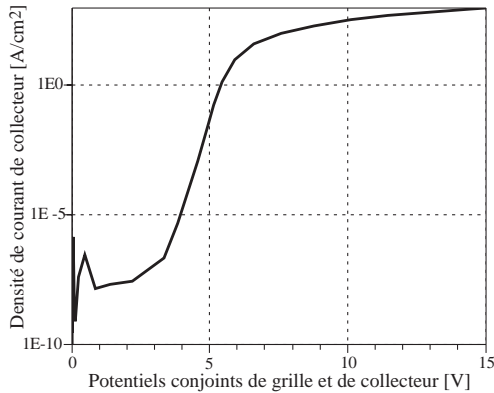


FIG. 5.6 – *Tension de seuil - Simulation statique* ($V_{ge} = V_{ce}$).

Pour la dernière étape de la caractérisation statique les potentiels de collecteur et de grille sont conjointement augmentés, le potentiel d'émetteur restant nul. La tension de seuil $V_{ge(th)}$ est conventionnellement définie comme le point où la densité de courant de collecteur atteint $10\text{mA}/\text{cm}^2$ pour une température de 300K (selon convention de la plupart des constructeurs). Dans le modèle utilisé ce point (figure 5.6) correspond à une tension de seuil de 4.8V.

5.2.2 Extraction d'une approximation comportementale statique en conduction

La nature des contributions mises en jeu dans un transistor IGBT diffère énormément selon les régions considérées. Si l'on veut conserver une certaine corrélation entre l'essence physique des phénomènes mis en oeuvre et leur représentation mathématique, il est nécessaire de séparer les contributions de tension sur le transistor IGBT selon leur nature. Pour ce faire on introduit des "points de mesure" supplémentaires à l'intérieur même du substrat en mémorisant les variations de potentiel électrostatique pour des points particuliers de la structure FEM (figure 5.7).

On fait ainsi apparaître trois contributions de tension de nature différente:

- $V_j = V_c - V_2$: la chute de tension sur la jonction base-collecteur du transistor IGBT.
- $V_m = V_1 - V_e$: correspondant à la chute de tension sur le canal MOS interne du transistor IGBT. Cette chute de tension dépendra du courant traversant l'élément mais dépendra également fortement du potentiel de grille appliqué.
- $V_b = V_2 - V_1$: représentant la chute de potentiel sur la base n - du transistor IGBT. Elle dépend également de la grille à cause du surplus de charge induit dans la région de drain de la base par l'extension de la grille sur cette dernière.

Les expressions mathématiques déduites pour les différentes parties du transistor IGBT devront être infiniment continûment différentiables ($C\infty$) pour assurer un traitement aisé par n'importe quel outil de simulation.

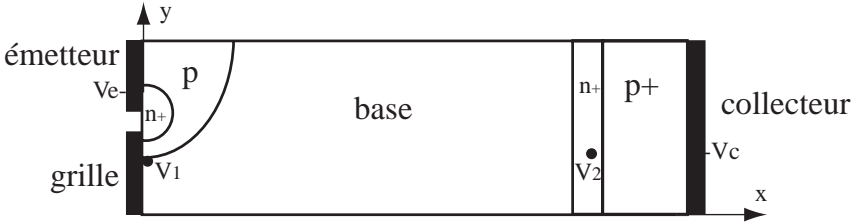


FIG. 5.7 – Points intermédiaires considérés.

Approximation par la méthode des moindres carrés

On cherche à définir une fonction analytique $y = f(x)$ correspondant le mieux possible à un ensemble de points mesurés. Lorsque la fonction à approcher est linéaire, la méthode des moindres carrés se prête particulièrement bien à cette manipulation [41]. Soient \vec{y}_m et \vec{x}_m deux vecteurs de dimension k comportant l'ensemble des k points mesurés, tel que pour un point donné $y_{m(i)} = f(x_{m(i)})$. Soit \vec{y}_a un vecteur dont chaque ligne correspond au résultat de la fonction analytique $y = f(x)$ appliquée au terme d'indice correspondant de \vec{x}_m . La somme des carrés de l'erreur s

$$s = \sum_{i=1}^k (y_{m(i)} - y_{a(i)})^2 = (\vec{y}_m - \vec{y}_a)'(\vec{y}_m - \vec{y}_a) \quad (5.1)$$

devra être la plus faible possible pour que la fonction $y = f(x)$ soit une bonne approximation de la courbe mesurée. On a ainsi un système de k équations linéaires de la forme $y_{a(i)} = f(x_{m(i)})$ que l'on peut mettre sous forme matricielle en introduisant une matrice \mathbf{A} telle que $\vec{y}_a = \mathbf{A}\vec{\alpha}$. L'ensemble des paramètres de l'équation $y = f(x)$ permettant de minimiser la fonction d'erreur se déduisent en appliquant

$$\vec{\alpha} = (\mathbf{A}'\mathbf{A})^{-1}\mathbf{A}'\vec{y}_m \quad (5.2)$$

Si l'on cherche par exemple à approcher 4 points de mesures $(x_{m1}; y_{m1})$, $(x_{m2}; y_{m2})$, $(x_{m3}; y_{m3})$, $(x_{m4}; y_{m4})$ par une fonction quadratique de la forme $y = \alpha_0 + \alpha_1 x + \alpha_2 x^2$ on obtient les termes sous forme matricielle

$$\vec{y}_m = \begin{pmatrix} y_{m1} \\ y_{m2} \\ y_{m3} \\ y_{m4} \end{pmatrix}, \quad \mathbf{A} = \begin{pmatrix} 1 & x_{m1} & x_{m1}^2 \\ 1 & x_{m2} & x_{m2}^2 \\ 1 & x_{m3} & x_{m3}^2 \\ 1 & x_{m4} & x_{m4}^2 \end{pmatrix}, \quad \vec{\alpha} = \begin{pmatrix} \alpha_0 \\ \alpha_1 \\ \alpha_2 \end{pmatrix} \quad (5.3)$$

On détermine ainsi la fonction linéaire $y = f(x)$ donnant la meilleure approximation de la courbe mesurée.

Lorsque l'on cherche à approcher une courbe mesurée par une fonction non linéaire, la méthode des moindres carrés n'est pas directement applicable. On peut toutefois en conserver le principe de base en cherchant par itérations successives les paramètres dans un intervalle donné qui minimisent la fonction d'erreur s . On aura par exemple pour une fonction exponentielle de la forme $y = A \exp(x/\tau)$ une itération facilement implémentable dans un logiciel de calcul:

$$\begin{aligned}
 & \text{for } i = 1 : 1000 \\
 & \quad A = A_{min} + (A_{max} - A_{min})(i/1000) \\
 & \quad \text{for } j = 1 : 1000 \\
 & \quad \quad \tau = \tau_{min} + (\tau_{max} - \tau_{min})(i/1000) \\
 & \quad \quad y_a(1 : k) = A \exp(x(1 : k)/\tau) \\
 & \quad \quad S(i,j) = (\vec{y}_m - \vec{y}_a)'(\vec{y}_m - \vec{y}_a) \\
 & \quad \text{end} \\
 & \text{end} \\
 & [s, I, J] = \min(S) \\
 & A = A(i = I) \\
 & \tau = \tau(j = J)
 \end{aligned} \tag{5.4}$$

Si la précision sur les paramètres A et τ augmente avec le nombre de points testés (1000 dans le cas présenté), le temps de calcul peut très vite devenir démesuré (1000x1000 la routine de calcul principale). On peut alors diminuer le nombre de points testés et réduire progressivement l'intervalle de test des paramètres autour du minimum probable.

Modélisation statique de la jonction base-collecteur

La représentation de la tension apparaissant sur la jonction en fonction du courant qui la traverse ($V_j = f(I_c)$) laisse apparaître trois zones distinctes (figure 5.8), ne dépendant pas du potentiel V_{ge} appliqué sur la grille du transistor IGBT.

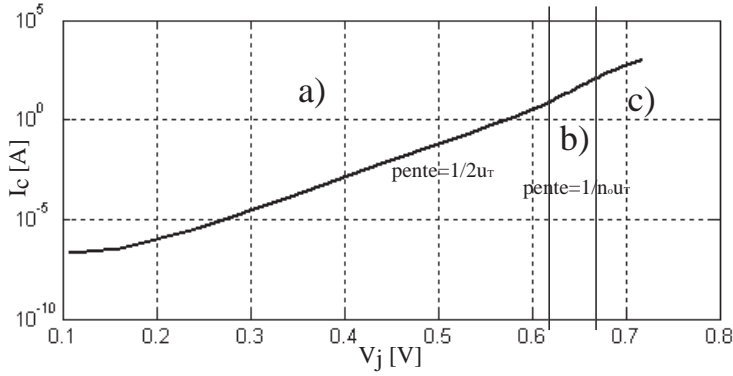


FIG. 5.8 – Caractéristique courant(log)-tension(lin) de la jonction.

On distingue une zone de faible courant a) caractérisée par une fonction

$$I_c = I_{s0} \cdot \left(e^{\left(\frac{V_j}{2u_T} \right)} - 1 \right) \quad (5.5)$$

une zone de courant moyen b) caractérisé par

$$I_c = I_s \cdot \left(e^{\left(\frac{V_j}{nu_T} \right)} - 1 \right) \quad (5.6)$$

et une zone de fort courant c) dominée par l'effet résistif sur la jonction

$$I_c = I_s \cdot \left(e^{\left(\frac{V_j - R_j I_c}{nu_T} \right)} - 1 \right) \quad (5.7)$$

Le résistance équivalente de jonction R_j prend également en compte une approximation linéaire de l'effet Early. On peut trouver par itérations la valeur de résistance R_j qui rend la fonction

$$V_{ja} = V_j - R_j I_c \quad (5.8)$$

la plus linéaire possible dans une échelle semi-logarithmique considérée pour des courants moyens et forts. On obtient alors facilement les facteurs I_s et n dans les zones de faibles et moyens courants. Soit $[I_0; V_0]$ le point

d'intersection entre les deux droites approchant la tension dans les zones de faibles et moyens courants; la chute de tension sans effet résistif V_{ja} est à déterminer de chaque côté du point d'intersection.

$$V_{ja} = \begin{cases} 2u_T \ln \left(\frac{I_c}{I_{s0}} + 1 \right) & , \quad I_c \leq I_0 \\ nu_T \ln \left(\frac{I_c}{I_s} + 1 \right) & , \quad I_c > I_0 \end{cases} \quad (5.9)$$

En considérant un terme de tension à faibles courants et le terme de différence entre faibles et moyens courants, on peut également écrire

$$V_{ja} = \begin{cases} 2u_T \ln \left(\frac{I_c}{I_{s0}} + 1 \right) & , \quad I_c \leq I_0 \\ 2u_T \ln \left(\frac{I_c}{I_{s0}} + 1 \right) - (2 - n) \cdot u_T \ln \left(\frac{I_c}{I_0} + 1 \right) & , \quad I_c > I_0 \end{cases} \quad (5.10)$$

où un terme commun aux deux régimes est mis en évidence. Finalement, la continuité C^∞ différentiable est imposée entre les deux zones en choisissant

$$V_{ja} = 2u_T \ln \left(\frac{I_c}{I_{s0}} + 1 \right) - \left((2 - n) \cdot u_T \frac{\ln(1 + \left(\frac{I_c}{I_0} \right)^{A_{ts}})}{\ln(1 + e^{A_{ts}})} \right) \quad (5.11)$$

où le coefficient A_{ts} détermine la courbure de transition entre les deux régimes de fonctionnement. On obtient alors une forme approchée pour la chute de potentiel sur la jonction V_j en fonction du courant la traversant de la forme

$$V_j = \begin{cases} V_{ja} + R_j I_c & , \quad I_c \geq 0 \\ 0 & , \quad I_c < 0 \end{cases} \quad (5.12)$$

Dans le cas étudié les paramètres utiles sont la résistance équivalente de la jonction $R_j = 14.86 \mu\Omega$, le coefficient $n = 1.3175$, le courant inverse de saturation pour faibles courants $I_{s0} = 3.3372 \cdot 10^{-10} A$, le courant inverse de saturation pour courants moyens et forts $I_s = 2.33 \cdot 10^{-15} A$ et le point d'intersection entre les caractéristiques de faibles et moyens courants $[I_0 = 2.972 A; V_0 = 603 mV]$. La tension thermodynamique $u_T = 13.16 mV$ est nettement inférieure aux valeurs usuelles, cela étant dû au courant de conduction supplémentaire lié au phénomène de multiplication bipolaire.

Le modèle présenté montre une erreur relative maximale inférieure au

demi pour-cent entre la tension simulée et le résultat de l'approximation mathématique pour un coefficient de courbure $A_{ts} = 5$ (figure 5.9).

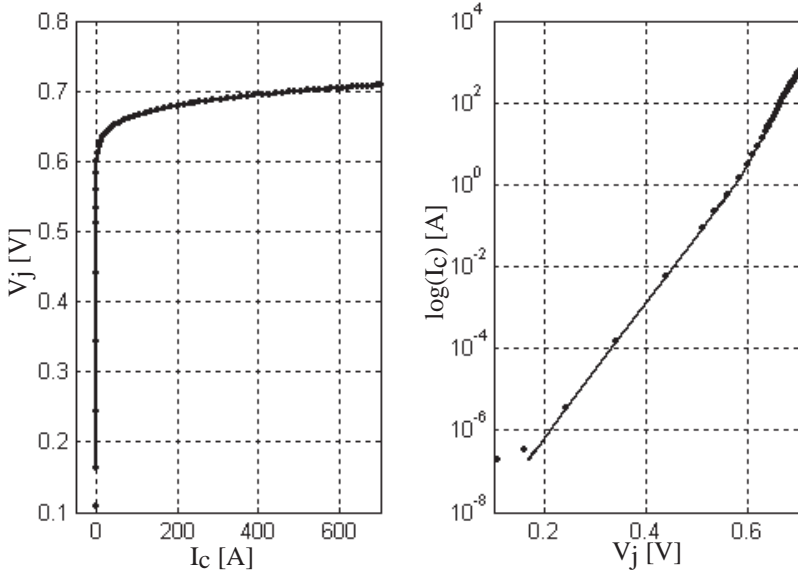


FIG. 5.9 – Correspondance entre les points simulés (•) et les points calculés par 5.12 (—).

Modélisation statique du canal MOS

La différence de potentiel V_m apparaissant sur le canal MOS dépend du courant qui le traverse, mais également du potentiel appliqué sur la grille. Le courant I_n traversant le canal (figure 3.3) dépend du gain en courant $\beta_{pnp} = f(I_c, t)$ de la partie bipolaire.

On sépare généralement la fonction $I_n = f(V_m, V_{ge})$ en trois modes de fonctionnement [42]:

- un mode de blocage ($V_{ge} < V_{ge(th)}$),
- un mode quasi-linéaire ($V_{ge} > V_{ge(th)}$; $V_m < V_{sat}$),
- et un mode de saturation ($V_{ge} > V_{ge(th)}$; $V_m \geq V_{sat}$).

$$I_n = \begin{cases} 0, & (\text{blocage}) \\ \beta V_m \frac{V_{ge} - V_{ge(th)} - 0.5(1 + \delta + \theta_c(V_{ge} - V_{ge(th)}))V_m}{1 + \theta_s(V_{ge} - V_{ge(th)})}, & (\text{quasi linéaire}) \\ \frac{\beta(1 + \lambda(V_m - V_{sat}))(V_{ge} - V_{ge(th)})^2}{2(1 + \theta_s(V_{ge} - V_{ge(th)}))(1 + \delta + \theta_c(V_{ge} - V_{ge(th)}))} & (\text{saturation}) \end{cases} \quad (5.13)$$

où $V_{sat} = (V_{ge} - V_{ge(th)})/(1 + \delta + \theta_c(V_{ge} - V_{ge(th)}))$ et β , λ , δ , θ_s et θ_c sont des paramètres constants du modèle. Le paramètre δ permet entre autres de tenir compte de la variation du potentiel moyen de la zone de substrat du MOS, proportionnelle à la chute de tension sur le canal V_m , due au passage du courant de trous à proximité du canal d'électrons.

Même si les passages entre les régions sont continus, les changements brusques de nature des expressions (quadratique pour la conduction et proportionnelle pour la saturation) peuvent poser des problèmes de convergence lors de simulations par macromodèle et ne peuvent de toute façon pas être la représentation du comportement physique du transistor MOS-FET. Il est judicieux de transformer le modèle par modes $I_c = f(V_m)$ de l'équation 5.13 en une fonction de fonction de V_m [42]. Ceci permet de combiner les régions de saturation et de conduction.

$$I_n = (V_{ge} - V_{ge(th)} - 0.5(1 + \delta + \theta_c(V_{ge} - V_{ge(th)}))V_m^L) \cdot \frac{\beta(1 + \lambda(V_m - V_m^L))V_m^L}{1 + \theta_s(V_{ge} - V_{ge(th)})} \quad (5.14)$$

$$V_m^L = \begin{cases} V_m, & V_m < V_{sat} \\ V_{sat}, & V_m \geq V_{sat} \end{cases} \quad (5.15)$$

L'équation 5.15 peut alors être approchée par une fonction C^∞ différentiable asymptotiquement et proche de V_m^L . Une fonction possible est

$$V_m^L(V_m) = V_{sat} - \frac{V_{sat} \ln(1 + e^{A_{ts}(1 - \frac{V_m}{V_{sat}})})}{\ln(1 + e^{A_{ts}})} \quad (5.16)$$

le paramètre A_{ts} déterminant la courbure de la transition pour V_m proche de V_{sat} . Le paramètre A_{ts} varie entre 5 et 25 selon la longueur du canal pour un transistor MOSFET standard. L'étude de la dérivée du courant I_c par rapport à la tension V_m (figure 5.10) pour le transistor MOSFET interne d'un transistor IGBT montre le caractère très lent et doux de la transition entre les zones de conduction (la dérivée est une droite) et de saturation (dérivée constante). Le paramètre de courbure A_{ts} sera ainsi

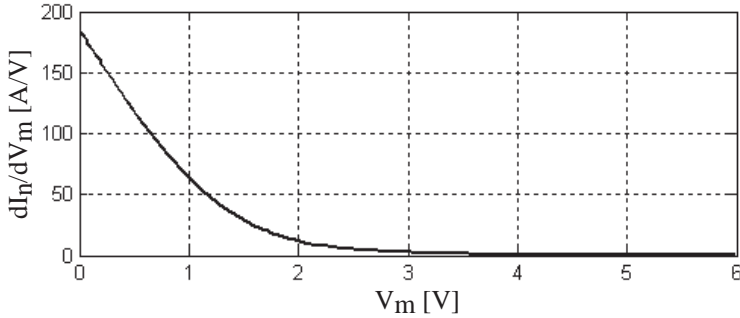


FIG. 5.10 – Dérivée du courant par rapport et en fonction de la chute de tension sur le canal MOS ($V_{ge} = 9V$).

plutôt proche de 1. L'approximation de continuité s'étend alors sur l'ensemble de la zone de conduction et la presque totalité des paramètres de l'équation 5.14 s'en trouvent dégénérés. On peut expliquer cette dégénérescence du mode de conduction par le relativement faible dopage de la zone de drain du transistor MOSFET interne du transistor IGBT. Les variations de longueur effective sont plus aisées que dans un transistor MOSFET planaire avec un dopage de drain élevé et introduisent une perturbation importante sur la chute de tension totale du canal.

On peut alors réécrire l'équation 5.14 sous la forme

$$I_n = A \cdot V_m^L (1 + \lambda(V_m - V_m^L)) \cdot \left(1 - \frac{V_m^L}{2V_{sat}}\right) \quad (5.17)$$

sans perte de généralité puisque les paramètres λ , δ , θ_s et θ_c n'ont de toute façon pas d'origine purement physique, mais uniquement phénoménologique. Les paramètres A et V_{sat} sont des fonctions a priori quelconques de V_{ge} et la fonction développée dans l'équation 5.16 reste valable pour V_m^L .

Le paramètre λ peut être rapidement déduit de l'observation de la pente de I_n pour des tensions V_m importantes. En mesurant ou simulant les fonctions $I_c = f(V_m)$ pour plusieurs tensions de grille V_{ge} différentes on peut déterminer par itérations successives sur A et sur V_{sat} les couples de

paramètres permettant de minimiser la fonction d'erreur

$$s = (V_{m(mesure)} - V_{m(analytique)})'(V_{m(mesure)} - V_{m(analytique)}) \quad (5.18)$$

séparément pour chacune des tensions de grilles envisagées. Ceci revient à chercher le couple de paramètres A et V_{sat} permettant d'approcher au mieux les mesures pour une tension de grille et un facteur de continuité A_{ts} donnés.

Connaissant une ensemble de valeurs de A optimales pour différentes valeurs de V_{ge} on peut extraire par la méthode des moindres carrés une équation linéaire pour A en fonction de V_{ge} .

$$A = a_0 + a_1 V_{ge} + a_2 (V_{ge})^{n1} \quad (5.19)$$

Le calcul itératif sur $n1$ de l'erreur quadratique résultante entre les valeurs de A définies et l'approximation permettent de définir un facteur $n1$ minimisant cette erreur.

La même méthode peut ensuite être utilisée pour définir V_{sat} comme une fonction de V_{ge} .

$$V_{sat} = vsat_0 + vsat_1 V_{ge} + vsat_2 (V_{ge})^{n2} \quad (5.20)$$

La méthode décrite précédemment a permis d'extraire les valeurs suivantes pour les différents paramètres

$$A_{ts} = 1; \lambda = 3.2 \cdot 10^{-3};$$

$$A = -35.69 + 45.76 V_{ge} - 7.73 \cdot 10^4 (V_{ge})^{-3.549};$$

$$V_{sat} = -1.557 + 0.299 V_{ge} - 5.625 \cdot 10^{-4} (V_{ge})^{2.705}.$$

On peut comparer les valeurs obtenues en introduisant les paramètres définis dans les équations 5.16 et 5.17 avec les valeurs extraites de la simulation par éléments finis (figure 5.11).

Les résultats sont très bons pour une large gamme de points de fonctionnement. La précision n'en est pas altérée dans la zone de conduction quasi linéaire (figure 5.12).

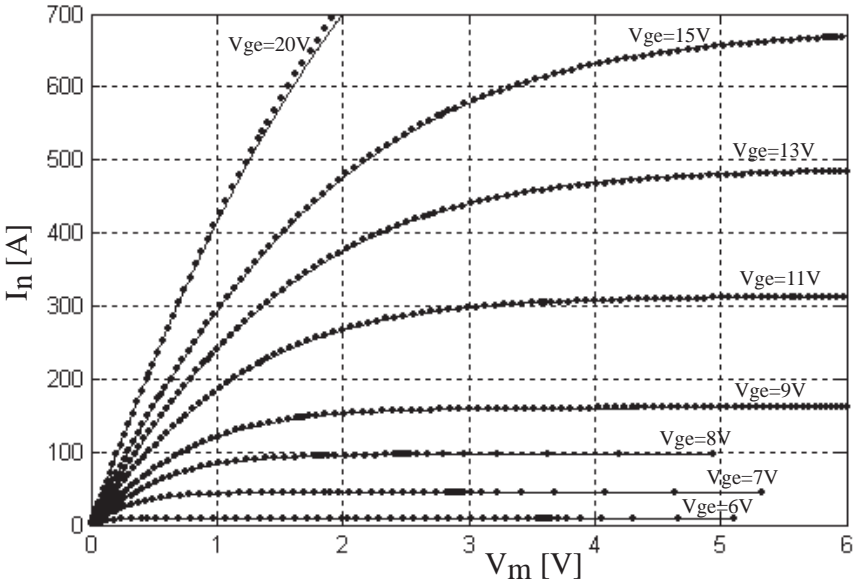


FIG. 5.11 – Comparaisons des valeurs simulées (FEM) et des résultats analytiques pour l'expression de la chute de potentiel sur le transistor MOSFET interne.

Les chutes de tension modélisées se rapportent au courant d'électrons traversant le canal et ne tiennent pas compte du courant de trous traversant directement la jonction base-émetteur. Pour une modélisation $V_m = f(I_c)$ il est nécessaire d'introduire une relation entre le courant d'électrons et le courant de trous en régime statique. En négligeant les recombinaisons dans l'émetteur, on peut écrire le gain en courant comme

$$\beta_{pnp} I_n = I_p \quad ; \quad I_e = I_n + I_p \quad (5.21)$$

pour la région de frontière base-émetteur. Une modélisation précise du gain bipolaire au niveau de l'émetteur est très compliquée (figure 5.13).

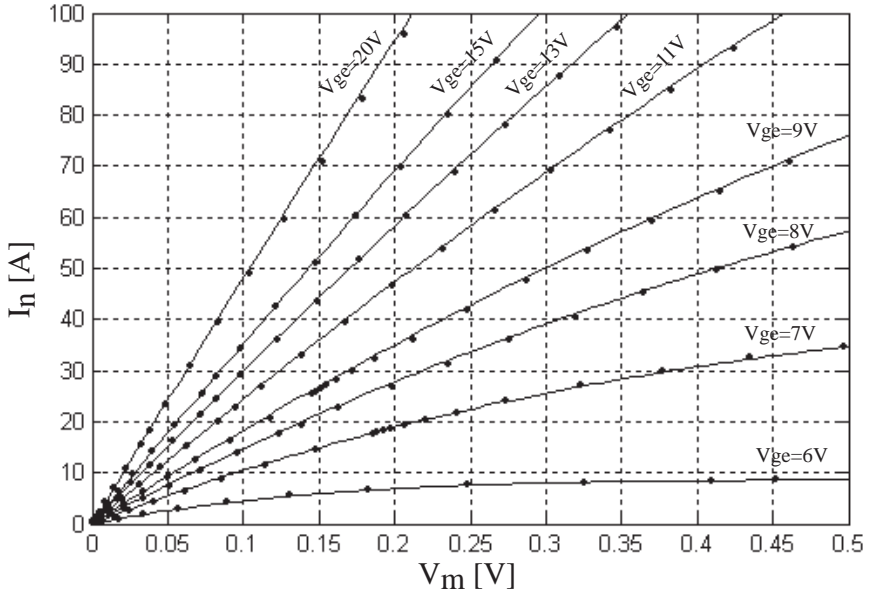


FIG. 5.12 – Comparaisons des valeurs simulées (FEM) et des résultats analytiques pour l'expression de la chute de potentiel sur le transistor MOSFET interne (zone de conduction quasi linéaire).

Le gain en courant au niveau de l'émetteur sans recombinaisons dans la base correspond au gain effectif de la jonction collecteur-base. Le courant d'électrons à fournir par l'émetteur est évidemment plus grand pour compenser les électrons perdus par recombinaison dans la base (diminution du gain en courant pour une modélisation avec recombinaison). Cette diminution est particulièrement marquée pour les faibles densités de courant car la majeure partie des trous se recombinent dans la base et n'atteignent pas l'émetteur. Elle devient moins importante pour de fortes densités de courant, car la désintégration d'excitons (vecteur d'énergie scalaire) en présence de hautes densités de porteurs tend à diminuer le taux de recombinaison Auger [40].

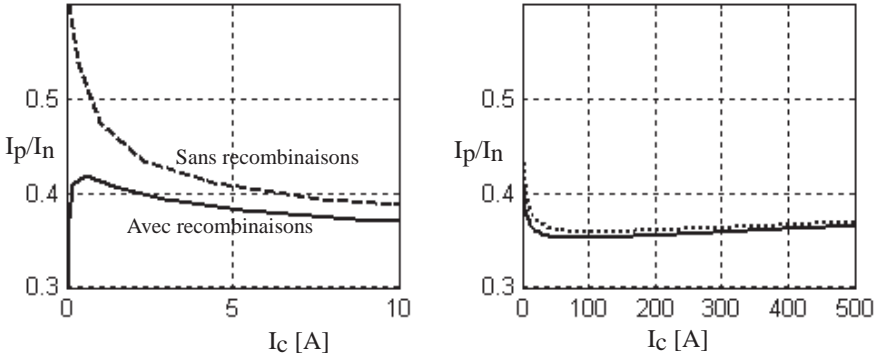


FIG. 5.13 – Gain en courant avec ou sans recombinaisons.
Faibles courants et vue globale.

On rappelle que lorsqu'un électron en conduction vient combler un vide sur une couche atomique inférieure, un électron d'une couche supérieure est expulsé avec une énergie cinétique plus grande (différence d'énergie entre les couches). Ce processus induit indirectement une réduction de la durée de vie des porteurs (effet Auger) [43].

Le gain en courant peut être modélisé par une composante linéaire à laquelle s'ajoute une somme de contributions exponentielles provenant de mécanismes différents. La densité de porteurs dans la zone de drain, et donc le taux de recombinaison local, dépend du potentiel de grille. Ce dernier doit donc également intervenir comme variable dans la modélisation du gain en courant.

L'influence de tous ces paramètres est toutefois relativement faible et la précision apportée par un modèle complet est peu importante vis à vis de la complexité engendrée. Un modèle linéaire indépendant de la tension de grille pour le gain en courant permet une relativement bonne approximation de la fonction $I_p = f(I_n)$. Dans une représentation du courant de trous par rapport au courant d'électrons au niveau de l'émetteur, les courbes simulées pour différentes tensions de grille (6,7,8,9,11,13,15 et 20V) sont quasiment confondues avec l'approximation analytique (figure 5.14).

$$\beta_{pnp} = 0.35 + 3.81 \cdot 10^{-5} I_n \quad (5.22)$$

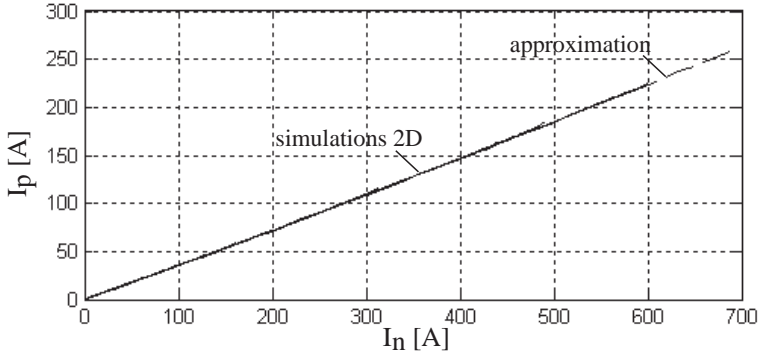


FIG. 5.14 – *Courant de trous en fonction du courant d'électrons pour différentes tensions de grille.*

Le caractère C^∞ différentiable de toutes les équations envisagées et la précision importante sur tous les points de fonctionnement testés laisse présager une bonne approximation des mesures par la forme analytique pour l'ensemble des points de fonctionnement possibles et un traitement numérique aisé et rapide.

Modélisation statique de la base

La différence de potentiel V_b apparaissant sur la base dépend principalement du courant qui la traverse. La base a donc un comportement essentiellement résistif, dépendant de l'accumulation de charge (plasma) en chaque point. L'influence de la charge de la grille ne peut toutefois pas être négligée, car elle introduit une charge spatiale supplémentaire dans la zone de la base proche de la sortie du canal MOS (zone de drain proche de V_m sur la figure 5.7). Cette augmentation du nombre de porteurs a pour effet de diminuer localement la résistivité.

Dans chaque élément de section le long de la base le champ électrique peut être déterminé à partir des densités de courants et conductivités locales.

$$\vec{J}_{conduction} = (\mu_n n + \mu_p p) q \vec{E} \quad (5.23)$$

Le courant de diffusion en régime stationnaire peut être négligé et la composante de conduction s'identifie au courant total. Les électrons suivent majoritairement la ligne directe V_m à V_b et on négligera également les composantes transverses (axe y) des vecteurs. La densité de porteurs locale n ou p dépend par contre fortement de la position sur l'axe x . Les champs électriques restant relativement faibles dans une base en conduction, les mobilités des porteurs μ_n et μ_p ne dépendent que de la densité de porteurs locale, et ainsi indirectement de la position. Les courants de conduction de trous et d'électrons étant sensiblement de même amplitude, on pourrait également tenir compte des interactions entre les courants sur les mobilités respectives par une composante de mobilité couplée μ_{np} (carrier-carrier scattering)[44].

Soit w_b la longueur de la base dans l'axe direct x , la chute de potentiel sur l'ensemble de la base peut s'écrire

$$V_b = \int_0^{w_b} E(x)dx = \frac{1}{q} \int_0^{w_b} \frac{J(x)}{\mu_n(n)n(x) + \mu_p(p)p(x)} dx \quad (5.24)$$

L'approximation $n(x) \approx p(x)$, souvent utilisée pour la modélisation de la base, serait maladroite car elle pose de sérieux problèmes de convergence à faible courants. En introduisant $n(x) = p(x) + N_D$ pour satisfaire la neutralité électrique locale on obtient pour la chute de potentiel sur la base

$$V_b = \frac{1}{q} \int_0^{w_b} \frac{J(x)}{\mu_n(p)N_D + \mu(p)p(x)} dx \quad (5.25)$$

avec la mobilité totale ambipolaire $\mu = \mu_p + \mu_n$.

Si localement l'expression du champ électrique est assez simple, les dépendances des densités de courants et de porteurs en fonction de la position x s'avèrent très compliquées et l'équation 5.25 ne peut être résolue analytiquement qu'au prix de nombreuses simplifications dégradant la précision du résultat. Des complications apparaissent pour l'expression de chacun des termes.

$J(x)$: La surface disponible pour le passage du courant dans la zone de drain est plus petite que dans le reste de la base. On a donc une augmentation correspondante des densités de courants à proximité de la sortie du canal MOS.

μ : La mobilité des porteurs dépend du nombre volumique des impuretés, ou de manière similaire des densités de porteurs locales. Si la mobilité reste plus ou moins constante à faible courant, on remarque une décroissance rapide à courant élevé. De nombreuses modélisations de la mobilité en fonction des densités de porteurs existent. On citera par exemple celle de Masetti [45] largement utilisée pour la simulation par éléments finis

$$\mu_{dop} = \mu_{min1} \cdot e^{-(P_c/N_i)} + \frac{\mu_0 - \mu_{min2}}{1 + \left(\frac{N_i}{C_r}\right)^\alpha} - \frac{\mu_1}{1 + \left(\frac{C_g}{N_i}\right)^\beta} \quad (5.26)$$

avec $N_i = N_D + n + p$ le nombre total d'impuretés ionisées et tous les autres termes comme paramètres du modèle dépendant du type de mobilité (électrons ou trous).

$p(x)$: La densité de porteurs dans la zone de drain dépend du potentiel appliqué sur la grille (courant de diffusion non négligeable dans cette zone) et de la densité de courant. Sa modélisation est extrêmement compliquée. On peut toutefois contourner la difficulté en admettant que l'augmentation de la densité de porteurs compense l'augmentation de la densité de courant dans la zone de drain et définir le champ électrique dans cette région par extrapolation de la région centrale de la base. L'erreur ainsi faite sur la chute de potentiel sur la zone de drain est relativement faible par rapport à la chute de potentiel sur l'entier de la base.

Dans la région centrale de la base l'équation de diffusion ambipolaire,

$$\frac{d^2 p(x)}{dx^2} = \frac{p(x)}{L^2} \quad (5.27)$$

où L est la longueur de diffusion ambipolaire, permet de déterminer l'évolution de la densité de trous dans la base à partir des conditions aux extrémités $p(x=0)$ et $p(x=w_b)$

$$p(x) = p(x=0) \frac{\sinh\left(\frac{w_b - x}{L}\right)}{\sinh\left(\frac{w_b}{L}\right)} + p(x=w_b) \frac{\sinh\left(\frac{x}{L}\right)}{\sinh\left(\frac{w_b}{L}\right)} \quad (5.28)$$

les résultats obtenus avec l'équation 5.28 et une simulation par éléments finis pour une densité de courant de $80A/cm^2$ et une longueur de diffusion $L = 172\mu m$ est présentée dans la figure 5.15.

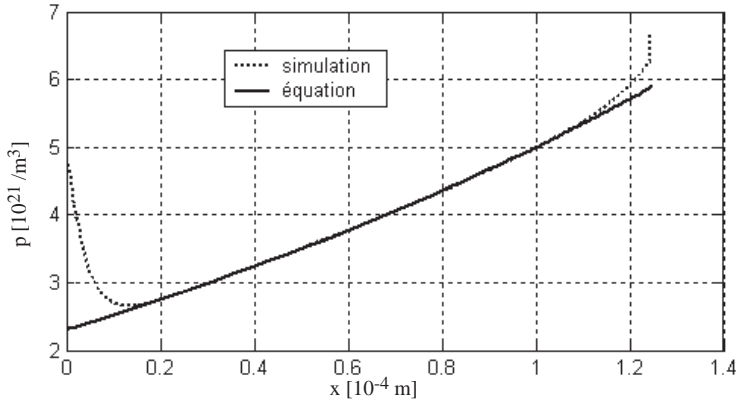


FIG. 5.15 – Profil de la densité de trous le long de la base et approximation analytique. $I_c = 80A$ et $L = 172\mu m$.

Lorsque l'on s'approche du collecteur, la longueur de diffusion L diminue à cause de l'augmentation du dopage initial (couche tampon $n+$).

La difficulté majeure est de déterminer les conditions aux bornes $p(x=0)$ et $p(x=w_b)$ pour un courant donné, principalement à cause de l'influence des courants de recombinaison [46].

Si la résolution analytique en toute rigueur de l'équation 5.25 n'a pas de sens car chaque approximation sur la mobilité ou la densité de porteurs entraîne une erreur importante lors de l'intégration, on peut en déduire des modes de comportement pour des points de fonctionnement spécifiques. En négligeant les effets de rétrécissement dans la zone de drain, ce qui est raisonnable si l'on néglige également l'augmentation du nombre de porteurs dans cette zone, la densité de courant ne dépend pas de la position et l'équation 5.25 se simplifie.

$$V_b = \frac{J}{q} \int_0^{w_b} \frac{1}{\mu_n(p)N_D + \mu(p)p(x)} dx \quad (5.29)$$

Pour des valeurs très faibles de courant, la couche d'accumulation de trous et quasiment inexistante, ce qui permet de définir la résistance maximale de la base non déplétée

$$R_{max} = \frac{w_b}{q\mu_n N_D} \quad (5.30)$$

Dans le cas du transistor IGBT étudié la longueur de la base w_b vaut 0.0125 cm, le dopage de base $6.6 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ et la mobilité environ $1400 \text{ cm}^2/\text{Vs}$. La résistance unipolaire maximale correspondante est de $R_{max} = 0.85\Omega$. A noter que l'équation 5.30 ne tient pas compte de la diminution de la résistivité dans les zones tampons (dopage supérieur) et de drain (supplément d'électrons lié au potentiel de grille). Ainsi la résistance maximale simulée est légèrement inférieure et dépend du potentiel de grille ($R_{max} = 0.67\Omega$ pour $V_{ge} = 15\text{V}$).

Pour des courants à peine plus élevés, les mobilités sont plus ou moins constantes. En considérant la densité de trous à proximité de la grille p_0 comme négligeable vis à vis du dopage initial N_D , une densité de trous à proximité de l'émetteur p_{w_b} et une variation linéaire de la densité de minoritaires p entre ces deux points, l'équation 5.29 devient

$$V_b = \frac{J}{q} \int_0^{w_b} \frac{1}{\mu_n N_D + \mu \frac{p_{w_b}}{w_b} x} dx = \frac{J w_b}{q \mu p_{w_b}} \ln \left(1 + \frac{\mu p_{w_b}}{\mu_n N_D} \right) \quad (5.31)$$

En admettant une durée de vie des porteurs minoritaires τ_p constante pour des courants faibles, la densité de trous à proximité de l'émetteur est proportionnelle à la densité de courant. En effet l'équation de charge en régime stationnaire $J_p A = Q/\tau_p$ se transforme en

$$J = p_{w_b} \frac{\beta_{pnp} + 1}{\beta_{pnp}} \cdot \frac{q w_b}{2 A \tau_p} \quad (5.32)$$

et l'équation pour la chute de potentiel sur la base devient finalement

$$V_b = \frac{w_b^2 (\beta_{pnp} + 1)}{2 \mu A \tau_p \beta_{pnp}} \ln \left(1 + J \frac{2 \mu \beta_{pnp} A \tau_p}{\mu_n N_D q w_b (\beta_{pnp} + 1)} \right) \quad (5.33)$$

Cette équation satisfait les conditions prévues à courant nul puisque on a dans ce cas $V_b(J=0) = 0$, et pour la dérivée

$$\left. \frac{dV_b}{dJ} \right|_{J=0} = \frac{w_b}{q \mu_n N_D} \cdot \frac{1}{1 + J \frac{2 \mu \beta_{pnp} A \tau_p}{\mu_n N_D q w_b (\beta_{pnp} + 1)}} \bigg|_{J=0} = R_{max} \quad (5.34)$$

Pour des courants plus importants, la composante liée au dopage initial peut être négligée. L'équation 5.29 devient alors

$$V_b = \frac{J}{q} \int_0^{w_b} \frac{1}{\mu(p)p(x)} dx \quad (5.35)$$

En considérant une longueur de diffusion L du même ordre que la profondeur de la base w_b le profil des porteurs le long de la base (équation 5.28) peut être considéré comme linéaire. En posant p_0 la densité de porteurs à la sortie du canal MOS ($x=0$) et p_{w_b} la densité de porteurs à proximité du collecteur ($x=w_b$), la chute de potentiel sur la base peut être approchée par

$$V_b = \frac{w_b J}{\mu(p)q(p_{w_b} - p_0)} \int_0^{w_b} \frac{(p_{w_b} - p_0)/w_b}{p_0 + \frac{(p_{w_b} - p_0)}{w_b}x} dx = \frac{w_b J}{\mu(p)q(p_{w_b} - p_0)} \ln \left| \frac{p_{w_b}}{p_0} \right| \quad (5.36)$$

Si les termes p_{w_b} et p_0 dépendent du courant traversant la base, leur différence $p_{w_b} - p_0$ n'augmente que peu avec le courant (figure 5.16). Cette faible augmentation est compensée par une faible augmentation du terme logarithmique et une diminution de la mobilité μ_p . Ainsi dans son ensemble le facteur

$$\frac{w_b}{\mu(p)q(p_{w_b} - p_0)} \ln \left| \frac{p_{w_b}}{p_0} \right| \quad (5.37)$$

peut être considéré comme constant et la base a dans son ensemble un comportement résistif $V_b = RJ$.

La charge totale en régime stationnaire

$$Q = q \int_0^{w_b} p = J_p A \tau_p \quad (5.38)$$

n'est donc pas proportionnelle au courant et on remarque une diminution de la durée de vie effective des minoritaires dans la base pour des courants élevés, liée à l'augmentation des courants de recombinaison.

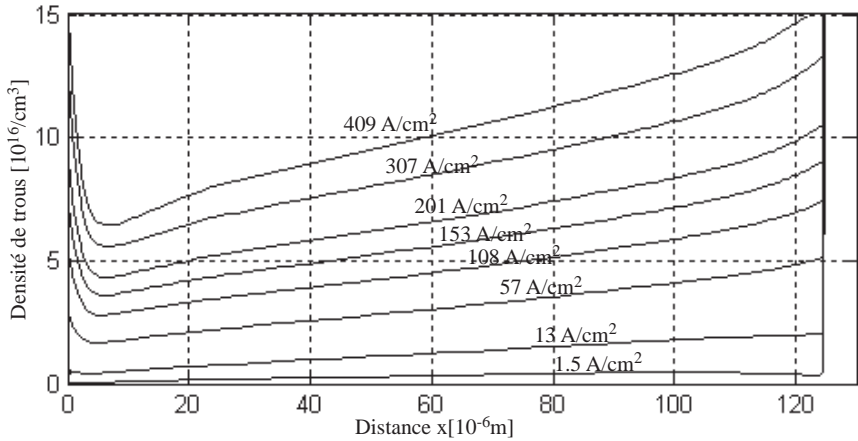


FIG. 5.16 – Profil de la densité de trous le long de la base pour différentes densités de courant.

La transition entre les régimes de faibles et forts courants étant progressive, il est difficile de déterminer un comportement global par continuité des équations entre ces deux régimes. Les résultats ainsi obtenus seraient inutilement lourds à manipuler. De plus de tels résultats ne contiennent pas d'information sur l'influence du potentiel de grille sur la chute de tension sur la base.

Pour de très faibles courants et une tension de grille donnée, la relation entre la chute de potentiel sur la base et le courant est de la forme

$$V_b = A \log(1 + B J_c) \quad (5.39)$$

où A et B sont des paramètres à définir. Des essais de correspondance entre des simulations par éléments finis et cette forme approchée montre que les résultats, bien que valables pour des très faibles courants, divergent rapidement (figure 5.17).

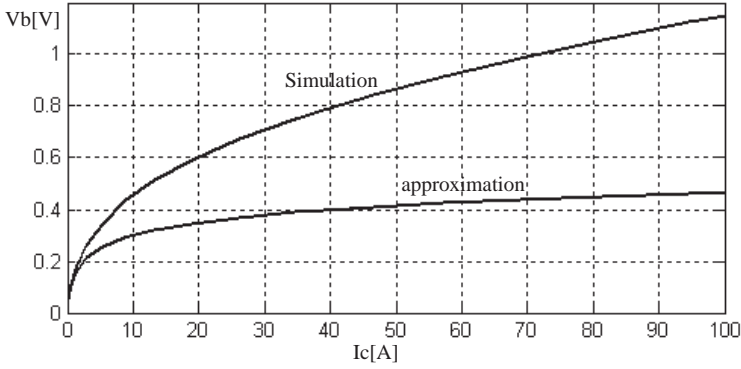


FIG. 5.17 – *Chute de tension sur la base à faibles courants* ($V_{ge} = 15V$), *simulation et approximation*.

On peut étendre la correspondance entre les résultats de simulation et l'approximation à des courants moyens sans perte de précision pour les courants faibles en modifiant légèrement l'équation 5.39:

$$V_b = A \log(1 + BJ_c^n) \quad (5.40)$$

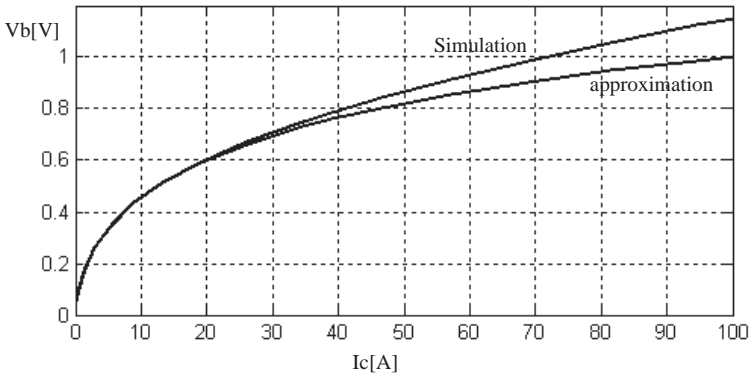


FIG. 5.18 – *Chute de tension sur la base à faibles et moyens courants* ($V_{ge} = 15V$), *simulation et approximation étendue*.

Des essais montrent que les meilleurs résultats sont obtenus pour un facteur $n = 0.68$ (figure 5.18).

La correspondance est très bonne jusqu'à une valeur de densité courant que l'on nommera $J_{c(th)}$, qui correspond à une notion de seuil de comportement. Au dessus de cette valeur l'erreur entre l'approximation et les résultats de simulation a une forme quasi résistive. En écriture mathématique l'approximation complète devient

$$V_b = \begin{cases} A \log(1 + BJ_c^{0.68}), & J_c \leq J_{c(th)} \\ A \log(1 + BJ_c^{0.68}) + R(J_c - J_{c(th)}), & J_c > J_{c(th)} \end{cases} \quad (5.41)$$

On en déduit aisément une formulation C^∞ mieux adaptée à l'implémentation d'un macromodèle

$$V_b = A \log(1 + BJ_c^{0.68}) + \frac{1}{2}(1 + \tanh(J_c - J_{c(th)}))R(J_c - J_{c(th)}) \quad (5.42)$$

On peut ainsi, pour une tension de grille donnée, modéliser la chute de tension sur la base en régime de conduction avec seulement quatre paramètres: A , B , $J_{c(th)}$ et R .

En connaissant les valeurs des paramètres pour chacune des tensions de grille, on peut par la méthode des moindres carrés les exprimer comme fonction de V_{ge} . Pour une conductivité ayant un comportement relativement linéaire

$$R = \frac{1}{19 + 31V_{ge}} \quad (5.43)$$

les trois autres paramètres ne dépendent que faiblement de la tension de grille et peuvent être considérés comme constants

$$J_{c(th)} = 20, \quad A = 0.457, \quad B = 0.37 \quad (5.44)$$

Ceci permet de réécrire l'équation 5.42 en tenant compte de l'influence du potentiel de grille dans les cas du transistor IGBT étudié.

$$V_b = 0.457 \ln(1 + 0.37J_c^{0.68}) + \frac{1}{2}(1 + \tanh(J_c - 20)) \frac{1}{19 + 31V_{ge}} (J_c - 20) \quad (5.45)$$

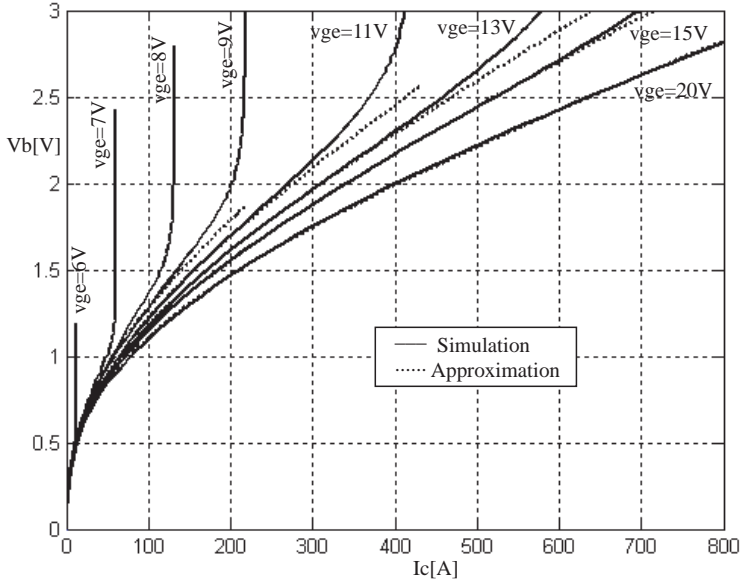


FIG. 5.19 – Chute de tension sur la base, approximations et résultats de simulation pour différentes tensions de grille.

La procédure qui a permis de définir les paramètres peut être entièrement automatisée sous Matlab et prend moins d'une minute de calculs sur une machine équipée de processeurs récents. L'ensemble des points de fonctionnement simulés sont placés dans deux vecteur \vec{v}_b et \vec{i}_c tels que $\vec{v}_b(i)$ et $\vec{i}_c(i)$ correspondent à un point de fonctionnement particulier. En prenant un potentiel de grille relativement élevé (par exemple $V_{ge} = 15V$) le terme résistif de l'équation 5.45 n'intervient pas pour des courants faibles. On modifie les vecteurs \vec{v}_b et \vec{i}_c de telle sorte que ne restent que les points avec $\vec{i}_c(i) < 20$.

```

for i=1:length(ic);
    if ic(i)<20;
        dim=i;
    end
end
end

```

On cherche ensuite par itérations les paramètres qui minimisent l'erreur quadratique.

```

n=0.67;
A=linspace(0.05,0.5,10000);
for i=1:10000;
    B=(exp(vb(dim)./A(i))-1)./(ic(dim).^n);
    vba=A(i).*log(1+B.*(ic(1:dim).^n));
    s(i)=(vb(1:dim)-vba)*(vb(1:dim)-vba);
end
[C,I]=min(s);
A=A(I);
B=(exp(vb(dim)./A)-1)./(ic(dim).^n);
vba=A.*log(1+B.*(ic.^n));
plot(ic,vb,'b',ic,vba,'r');grid on;

```

Cette routine peut être également imbriquée dans une routine similaire pour déterminer le meilleur exposant n . L'erreur entre cette première approximation et \vec{v}_b est presque nulle pour $\vec{i}_c(i) < 20$ et correspond à une droite pour les courants plus importants. Il s'agit alors de déterminer la meilleure droite pour les courants de 40A (et non 20A pour éviter l'erreur due à l'inflexion) à 400A.

On recherche d'abord les points de mesures se rapprochant le plus des courants choisis.

```

for i=1:length(ic);
    if ic(i)<40;
        diml=i;
    end
    if ic(i)<400;
        dimh=i;
    end
end

```

La meilleure approximation est ensuite déterminée par la méthode des

moindres carrés.

```

erreur= vb-vba;
AA=zeros(dimh-diml+1,2);
AA(:,1)=1;
AA(:,2)=ic(diml:dimh);
x=inv(AA'*AA)*(AA'*(erreur(diml:dimh)));
icth=-x(1)/x(2);
R=x(2);
erreura=(0.5.*(1+tanh(ic-icth))).*R.*(ic-icth);
plot(ic,vb,'k',ic,vba+erreura,'k');grid on;

```

En répétant ces opérations pour différentes tensions de grille on peut déterminer une fonction entre le paramètre résistif R et la tension de grille V_{ge} . Les résultats obtenus sur R pour des tensions de grille inférieures à 9V n'ont pas de signification car la plupart des points de fonctionnement correspondent à un courant inférieur au courant de seuil $J_{c(th)} = 20$ et le facteur en \tanh y est nul. La fonction $R = f(V_{ge})$ peut également être déterminée à l'aide de la méthode des moindres carrés.

```

vge=[6;7;8;9;11;13;15;20];
R=[R6;R7;R8;R9;R11;R13;R15;R20];
AA=zeros(5,2);
AA(:,1)=1;
AA(:,2)=vge(4:8);
x=inv(AA'*AA)*(AA'*(1./R(4:8)));
Ra=1./(x(1)+x(2).*vge);

```

Les valeurs du paramètre de résistance R pour des potentiels de grille faibles sont ainsi extrapolées à partir des valeurs obtenues pour des potentiels plus élevés. Il est alors judicieux de déterminer à nouveau les paramètres A et B découlant de la linéarisation du paramètre R .

```

erreur=(0.5.*(1+tanh(ic-20))).*(-(20*R)+R.*ic);

```

L'approximation logarithmique est maintenant valable pour une gamme

de courants étendue

```

for i=1:length(ic);
    if ic(i)<max(ic)/2;
        dim=i;
    end
end
n=0.67;
A=linspace(0.05,0.5,10000);
for i=1:10000;
    B=(exp((vb(dim)-erreur(dim))./A(i))-1)./(ic(dim).^n);
    vba=A(i).*log(1+B.*(ic(1:dim).^n));
    s(i)=((vb(1:dim)-erreur(1:dim))-vba)'
        *((vb(1:dim)-erreur(1:dim))-vba);
end
[C,I]=min(s);
A=A(I);
B=(exp((vb(dim)-erreur(dim))./A)-1)./(ic(dim).^n);
vba=A.*log(1+B.*(ic.^n));

```

Les paramètres A et B sont alors obtenus par moyennage des valeurs obtenues pour les différentes tensions de grille.

5.2.3 Réponse à un saut de courant

Le modèle statique défini suppose des variations lentes des grandeurs imposées. La réponse à une variation rapide de courant diffère selon la région du transistor IGBT considérée. En étudiant les diverse réponses des chutes de tension partielles considérées à des sauts de courants, on peut affiner le comportement transitoire du modèle statique $V_{(j,b,m)} = f(I_c)$ développé précédemment.

Modélisation dynamique de la jonction base-collecteur

Une variation rapide de courant est appliquée sur la jonction et on observe la variation de tension résultante (figure 5.20).

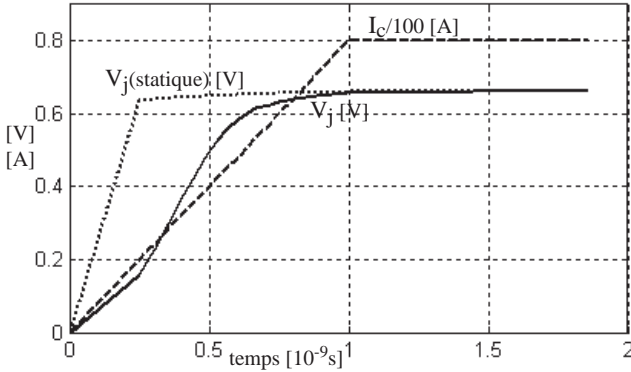


FIG. 5.20 – *Variation rapide du courant traversant la jonction collecteur-base.*

La transition de courant de 0 à 80A se fait en une nanoseconde, ce qui peut être considéré comme un saut instantané pour un composant réel. Les valeurs de chute de tension V_j mesurées montrent un certain retard par rapport aux prédictions faites à partir de la modélisation statique $V_{j(statique)}$ (équation 5.12). A faible courant on met en évidence une constante de temps de l'ordre de la nanoseconde. Elle diminue lorsque le niveau d'injection augmente. La tension mesurée pourrait être approchée en appliquant un filtre de constante de temps variable (dépendant du courant) sur la caractéristique statique.

L'influence de ce retard peut cependant être négligée pour des variations de courants réalistes dans le transistor IGBT. On peut ainsi se contenter de la modélisation statique de la jonction, même en régime transitoire.

Modélisation dynamique du canal MOS

Lors d'une sollicitation externe de courant pour un transistor MOSFET en conduction, la réponse au niveau du canal est instantanée. La relation entre la tension aux bornes du canal et le courant le traversant (équation 5.17) reste valable même lors de variation très rapide d'une des variables. Dans la figure 5.21, la tension sur le canal V_m en régime transi-

toire correspond à l'évolution mesurée à partir d'une simulation 2D, alors que la correspondance statique est calculée à partir du courant I_n simulé et de l'équation 5.17 (régime statique).

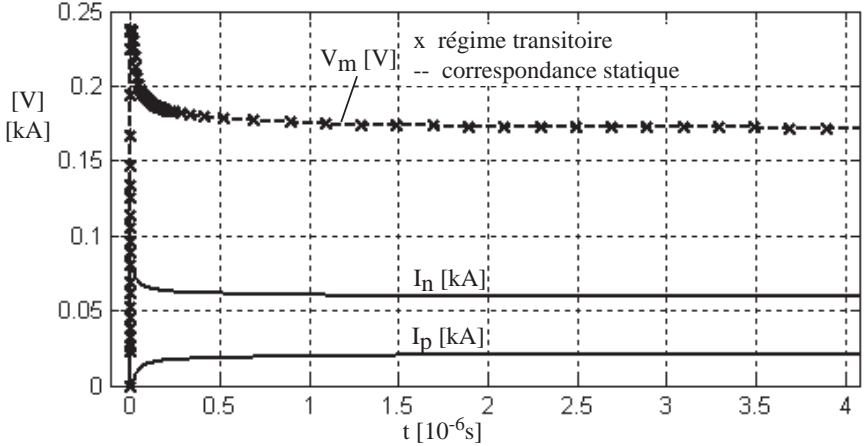


FIG. 5.21 – *Evolution de la chute de tension sur le canal pour une variation rapide du courant traversant le transistor MOSFET.*

La brusque apparition de charges dans le canal introduit une diminution du champ de répulsion des trous dans le substrat. Le défaut de neutralité électrique transitoire qui en résulte provoque une diminution du potentiel de pincement du canal et une faible sous-estimation de V_m [47]. L'erreur résultante est inférieure au pour-cent et peut être négligée.

Le dépassement de tension observé sur le canal lors d'une augmentation rapide du courant est donc uniquement liée à l'évolution du courant de trous dans la zone d'émetteur en régime transitoire.

Le courant de trous au niveau de l'émetteur correspond au courant de trous émis au niveau de la jonction collecteur-base, déduction faite d'une composante permettant de compenser les recombinaisons et d'une composante permettant l'augmentation de la charge locale. En négligeant le

terme dû aux recombinaisons, la résolution de l'équation de diffusion

$$\frac{\partial n(x,t)}{\partial t} = D_n \frac{\partial^2 n(x,t)}{\partial x^2} \quad (5.46)$$

nécessite beaucoup de prédictions et de suppositions qui altèrent la valeur du résultat [48][49]. On peut toutefois raisonnablement prévoir un résultat sous forme d'une somme d'exponentielles à constantes de temps décroissantes tendant vers la valeur du courant en régime permanent [50]. Dans le cas étudié la fonction

$$I_p(t) = I_{p(final)} - \frac{I_{p(final)}}{5} \cdot \sum_s e^{-t/\tau_s}; \quad \tau_s = \frac{w_b^2}{s^2 \pi^2 D_p}; \quad s = 1, 3, 4, 5, 6. \quad (5.47)$$

donne une assez bonne approximation du transitoire de courants de trous au niveau de l'émetteur (figure 5.22) pour t supérieur au temps de transit des trous dans la base (quelques nanosecondes).

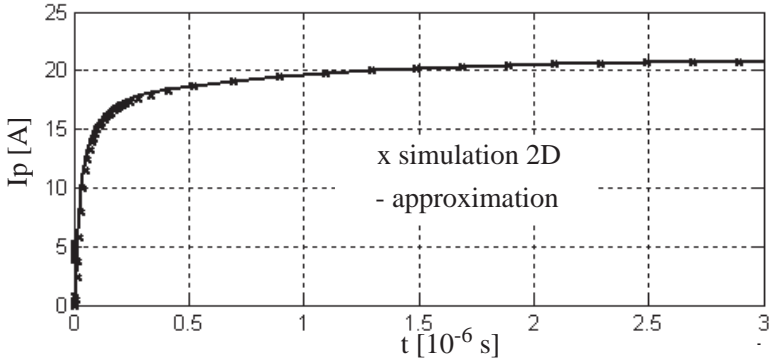


FIG. 5.22 – *Variation rapide du courant traversant le transistor MOS-FET. Comparaison entre les résultats de simulation FEM et les résultats obtenus par l'approximation analytique.*

La constante de temps principale mesurée

$$\tau_s(s = 1) = \tau_1 = 0.84e - 6 \simeq \frac{w_b^2}{\pi^2 D_p}$$

correspond à la prédiction théorique pour une largeur de base effective $w_{b(eff)} = 115\mu m$, dans laquelle la zone tampon fortement dopée n'est pas prise en compte.

On remarque que la constante de temps τ_s diminue très rapidement quand le terme itératif s augmente, à cause de la dépendance quadratique. Pour un saut de courant raisonnablement lent vis à vis des inductances parasites que tout circuit possède, l'effet des termes de constante de temps $s > 1$ est négligeable. On doit toutefois en tenir compte au niveau de l'amplitude. Une modélisation simplifiée suffit alors amplement à une bonne modélisation,

$$I_p(t) = I_{p(final)} - \frac{I_{p(final)}}{5} \cdot e^{-t/\tau_1} - \frac{4I_{p(final)}}{5} \cdot e^{-16t/\tau_1} \quad (5.48)$$

Le terme de constante de temps $\tau_1/16$ peut également être supprimé lorsque cela ne pose pas de problème de convergence pour le simulateur.

$$I_p(t) = I_{p(final)} - \frac{I_{p(final)}}{5} \cdot e^{-t/\tau_1} \quad (5.49)$$

On notera que si l'on applique les résultats obtenus dans ce paragraphe pour un saut de courant montant à un saut de courant descendant de 80 à 0A, la forme du courant obtenue correspond à ce que l'on peut observer lors d'un déclenchement sous commutation dure (traînée en courant). Une modélisation correcte des phénomènes d'enclenchement permet ainsi implicitement de modéliser également les principaux phénomènes liés au déclenchement. On montre ainsi la dualité entre la traînée en tension à l'enclenchement et la traînée en courant au déclenchement.

Modélisation dynamique de la base

Lorsqu'une variation positive rapide de courant est appliquée sur la base, la chute de tension à ses bornes peut atteindre de manière transitoire des valeurs relativement élevées (figure 5.23).

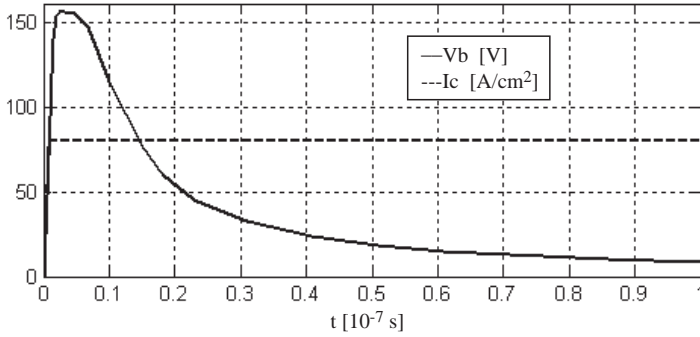


FIG. 5.23 – *Evolution de la chute de tension sur la base pour une variation rapide du courant.*

Pour un saut de courant de 0 à 80 A/cm^2 la chute de tension sur la base dépasse 150V avant de décroître de manière exponentielle vers la valeur statique correspondante. La forme de cette courbe est directement liée à l'établissement progressive d'un plasma dans la base. La variation de courant est d'abord entièrement assumée par les électrons avant que les émissions au niveau de la jonction collecteur-base ne permette d'établir un courant de trous engendrant une augmentation des densités d'électrons et de trous et donc une diminution de la résistivité de la base (figure 5.24).

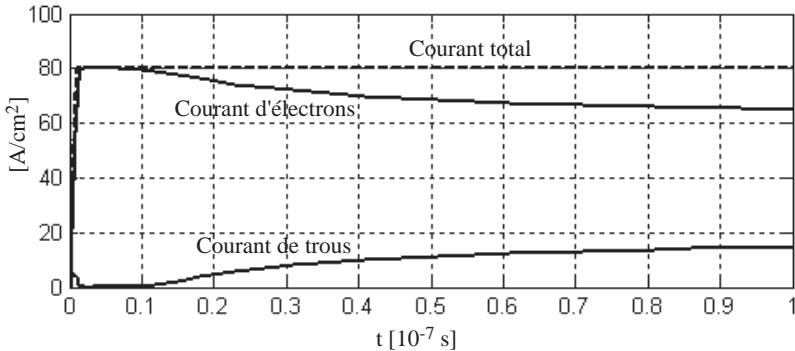


FIG. 5.24 – *Evolution des courants d'électrons et de trous.*

Pendant quelques nanosecondes, la différence entre les valeurs du courant après et avant le saut s'applique sur une résistance équivalente de la base correspondant à la résistance pour les électrons juste avant le saut. Dans le cas du saut présenté à la figure 5.23 avec un courant de départ nul cette résistance vaut

$$R_n = \frac{w_b}{q\mu_n N_D} \quad (5.50)$$

La chute de tension sur la base observée est toutefois nettement plus importante que celle attendue à partir des résultats obtenus pour la résistance ($R_{max} = 0.85\Omega$) lors de l'approximation statique de la base. Cette différence s'explique par la saturation en vitesse des électrons. La mobilité des porteurs est constante pour des champs électriques inférieurs au champ critique $E_{c1} = 3 \cdot 10^3 V/cm$. Au-delà de cette limite, la vitesse des porteurs n'est plus proportionnelle au champ électrique: une étude phénoménologique montre qu'elle varie en \sqrt{E} avant de prendre une valeur constante $v_{sat} = 10^7 cm/s$ à partir du champ critique $E_{c2} = 1.5 \cdot 10^4 V/cm$.

L'approximation sur la dépendance entre la mobilité et le champ électrique établie par Caughey-Thomas [51] a été étendue en fonction de la température par Canali [52]

$$\mu(F) = \frac{\mu_{low}}{\left[1 + \left(\frac{\mu_{low} F}{v_{sat}}\right)^\beta\right]^{1/\beta}} \quad (5.51)$$

où μ_{low} est la mobilité à faible champ électrique. Pour les électrons, le coefficient β et la vitesse de saturation v_{sat} dépendent de la température (en degrés Kelvin) selon

$$\beta = 1.109 \left(\frac{T}{300}\right)^{0.66} \quad \text{et} \quad v_{sat} = 1.07 \cdot 10^7 \left(\frac{300}{T}\right)^{0.87} cm/s \quad (5.52)$$

Dans la base les vecteurs de densités de courants et de champ électrique sont principalement colinéaires et ainsi la force électromotrice F s'identifie au champ électrique E . On peut également considérer que la chute de tension est uniformément répartie sur la base en conduction (pas de zone déplétée), c'est à dire que le champ électrique y est à peu près constant. La chute de tension sur la base est alors liée au champ électrique moyen

par la relation $V_b = w_b E$. L'approximation de Canali s'écrit alors

$$\mu(V_b) = \frac{\mu_{low}}{\left[1 + \left(\frac{\mu_{low} V_b}{v_{sat} w_b}\right)^\beta\right]^{1/\beta}} \quad (5.53)$$

En introduisant ce paramètre de mobilité modifié dans l'équation 5.50 et en utilisant les paramètres du transistor IGBT étudié on peut alors vérifier la cohérence des résultats de simulation avec l'analyse effectuée.

$$R_{n(measure)} = \frac{156V}{80A} = 1.95 \quad \simeq \quad R_{n(calcul)} = \frac{w_b}{q\mu_n(V_b=156V)N_D} = 2.03$$

L'égalité est parfaite si l'on prend une longueur de base de $100\mu m$, ce qui permet de tenir compte de la réduction de la résistivité dans la zone tampon et la zone de drain.

A partir de ces conditions de départ, le plasma s'établit progressivement jusqu'à ce que la chute de tension sur la base rejoigne la valeur définie statiquement pour un courant de $80A/cm^2$. Si de prime abord la chute de tension sur la base à une allure exponentielle (figure 5.24), on remarque en affichant sa valeur réduite

$$\frac{V_b - V_{b(final)}}{V_{b(max)}}$$

en fonction du temps avec une échelle semi-logarithmique que ce n'est pas le cas pendant la première microseconde (figure 5.25 courbe a).

Par contre le résultat est nettement meilleur si au lieu de la tension V_b on prend l'inverse de sa valeur rapportée à la mobilité des électrons selon l'approximation de Canali (figure 5.25 courbe b).

$$\frac{1}{V_b \mu_n}$$

En comparant cette forme avec l'équation 5.50 on remarque qu'elle a une identité de densité de porteurs.

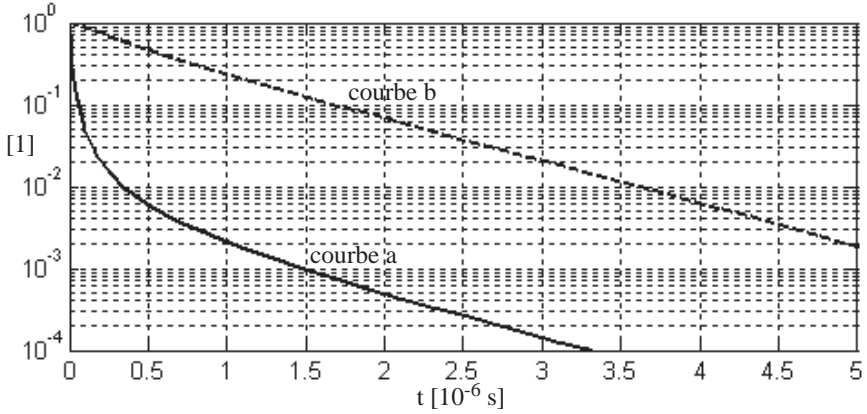


FIG. 5.25 – Analyse dynamique de la chute de tension sur la base.

Comme la contribution des trous n'est pas prise en compte, la densité de porteurs n_{eq} mise en évidence n'a pas de réalité purement physique. Elle permettra cependant de modéliser simplement l'évolution de la résistance totale de la base. La variable auxiliaire n_{eq} est définie statiquement par

$$n_{eq} = \frac{w_b J_c}{V_b q \mu_n (V_b)} = \frac{w_b J_c \left[1 + \left(\frac{\mu_{low} V_b}{v_{sat} w_b} \right)^\beta \right]^{1/\beta}}{V_b q \mu_{low}} \quad (5.54)$$

où la chute de potentiel sur la base V_b est définie pour un courant donné par l'équation 5.42. L'équation 5.54 est indéterminée à courant nul ($V_b = J_c = 0$). La mise en forme d'un macromodèle utilisant cette équation doit assurer que ce problème ne se pose pas au simulateur en empêchant des valeurs trop faibles de courant. Cette équation ne tient pas compte non plus de la densité d'électrons déjà présente à cause du dopage initial. On peut inclure cette valeur minimale directement sans beaucoup modifier les résultats pour des courants importants (figure 5.26).

$$n_{eq} = \frac{w_b J_c \left[1 + \left(\frac{\mu_{low} V_b}{v_{sat} w_b} \right)^\beta \right]^{1/\beta}}{V_b q \mu_{low}} + N_D \quad (5.55)$$

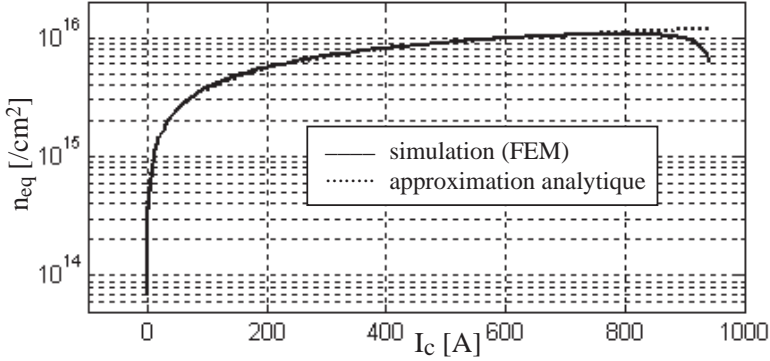


FIG. 5.26 – Densité équivalente d'électrons n_{eq} en régime statique. Résultats de simulation FEM et de l'équation 5.55.

La densité d'électrons équivalente n_{eq} varie de manière exponentielle entre ses points de fonctionnement statique.

$$n_{eq}(t) = n_{eq(final)} - (n_{eq(final)} - n_{eq(initial)}) \cdot e^{-t/\tau} \quad (5.56)$$

La constante de temps mesurée $\tau = 0.72\mu s$ ne dépend ni du potentiel de grille ni de la valeur initiale du courant (figure 5.27). Le régime dynamique peut ainsi aisément être modélisé par un filtre passe-bas du premier ordre.

On retrouve ensuite la chute de potentiel sur la base V_b à tout instant et pour un courant donné à partir de la densité équivalente d'électrons définie en fonction du temps.

$$V_b(t) = \frac{w_b J_c}{q\mu_0 \left(n_{eq}^\beta(t) - \left(\frac{J_c}{qv_{sat}} \right)^\beta \right)^{1/\beta}} \quad (5.57)$$

Le retard pur sur l'évolution de la densité équivalente d'électrons de quelques nanosecondes est peu visible vis-à-vis de la constante de temps liée aux variations de l'ordre de la microseconde. Il est lié au temps nécessaire pour que les trous traversent la base depuis le collecteur vers l'émetteur.

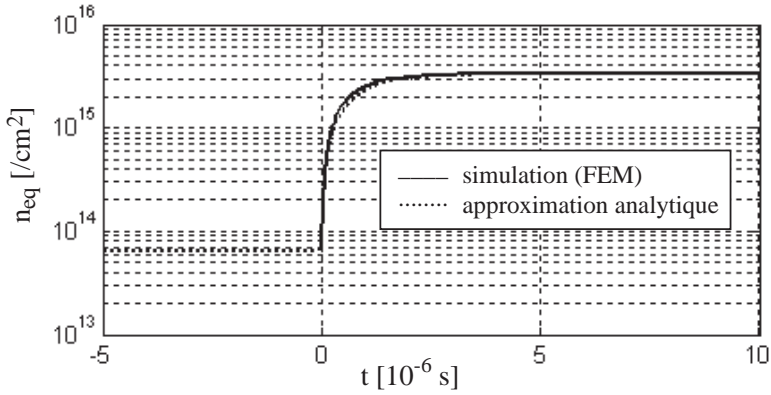


FIG. 5.27 – Densité équivalente d'électrons n_{eq} en régime dynamique. Résultats de simulation FEM et de l'équation 5.56.

Les sauts de courant instantanés utilisés dans cette approche dynamique ne sont pas possibles dans un circuit réaliste, les variations de courant étant limitées par les inductances parasites. Le passage du courant nul au courant nominale se fait de manière linéaire en quelques dizaines de nanosecondes au moins. Le retard pur considéré a une influence non-négligeable sur l'évolution de la tension collecteur-émetteur dans ce cas. Il est donc nécessaire de le modéliser correctement. Le temps t_t nécessaire aux trous pour traverser la base dépend de leur vitesse v ,

$$t_t = \frac{w_b}{v} \quad (5.58)$$

cette dernière dépendant du champ électrique dans la base et de la mobilité.

$$v = \mu E = \mu \frac{V_b}{w_b} \quad (5.59)$$

En utilisant l'approximation de Canali pour évaluer la mobilité des trous en fonction de la chute de tension sur la base V_b on obtient finalement

$$t_t = \frac{w_b^2}{\mu_p V_b} = \frac{w_b^2 \left[1 + \left(\frac{\mu_{low} V_b}{v_{sat} w_b} \right)^\beta \right]^{1/\beta}}{\mu_{low} V_b} \quad (5.60)$$

avec la vitesse de saturation pour les trous $v_{sat} = 8.37 \cdot 10^6 \text{ cm/s}$, la mobilité des trous à faible champ $\mu_{low} = 430 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ et le coefficient de Canali $\beta = 1.213$ à température ambiante.

5.2.4 Zone de déplétion

Le modèle développé à partir des caractéristiques en conduction et de la réponse à un saut de courant ne tient pas compte de l'existence d'une zone de déplétion au blocage. La longueur de cette zone de déplétion dépend du niveau de tension à bloquer. Les variations de tension aux bornes de la zone déplétée nécessitent un courant au niveau de la grille. Ce phénomène est en général modélisé par une capacité Miller entre la grille et le collecteur du transistor IGBT. Cependant ce lien entre la charge de la grille et la tension collecteur-émetteur n'est valable que si cette dernière est due à l'existence d'une zone de déplétion et pas lorsqu'elle est due à un phénomène de conduction. On vérifie en effet que la chute de potentiel sur la base du transistor IGBT ne dépend pas de la résistance de grille en commutation douce.

Ainsi la représentation de l'effet Miller par une capacité parasite grille-collecteur, bien que facilitant nettement la modélisation d'une commutation dure, rend impossible toute modélisation correcte d'une commutation douce sous tension nulle (ZVS).

Pour le fonctionnement normal d'un transistor IGBT, le blocage en tension est assumé par la jonction émetteur-base. Le processus de diffusion, utilisé pour le dopage des zones proches des surfaces, donne un profil de dopage relativement compliqué. Le dopage de la base, réalisé couche par couche lors de la croissance épitaxiale du substrat, est relativement constant. Le dopage de l'émetteur par diffusion a une allure proche d'une fonction gaussienne [53] (figure 5.28).

Une solution exacte de l'équation de poisson

$$\nabla^2 V = -\frac{\rho}{\epsilon} \quad (5.61)$$

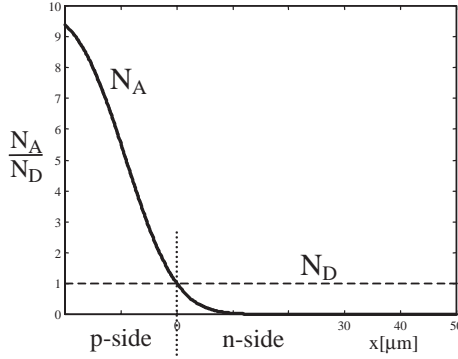


FIG. 5.28 – *Profile de dopage réaliste pour la jonction émetteur-base.*

où ρ est la charge volumique et ϵ la constante diélectrique du semi-conducteur, est difficile à obtenir pour un profil de dopage suivant une loi gaussienne. En admettant que la zone de déplétion s'étende principalement dans le côté dopé négativement n de la jonction ($N_A \gg N_D$), le profil global de dopage peut être approché par un dopage linéaire ($N_A - N_D = -kx$) sur le côté dopé positivement p et par un dopage constant N_D sur le côté dopé négativement. L'équation de poisson s'écrit alors [54]

$$E(x \leq 0) = \frac{q}{\epsilon} \int_{-x_p}^x k\xi d\xi = \frac{qk}{2\epsilon} (x^2 - x_p^2) \quad (5.62)$$

dans la zone d'émetteur ($N_A > N_D$) et

$$E(x \geq 0) = \frac{qN_D}{\epsilon} \int_0^x d\xi + E(0) = \frac{qN_D}{\epsilon} (x - x_n) \quad (5.63)$$

dans la région de base du transistor IGBT.

Alors que la mise en conduction dépend principalement de l'apport de charges minoritaires (trous pour une base n), l'annulation d'une zone de déplétion dépend de l'apport de charges majoritaires. On définit comme tension de quasi-saturation V_{qs} la chute de tension sur une zone déplétée

avant l'établissement d'un plasma.

Dans la partie déplétée de la base en conduction le courant de diffusion est négligeable par rapport au courant de conduction. La densité d'électrons y est à peu près constante et augmente de manière exponentielle vers la valeur de base N_D au fur et à mesure de l'annulation de la zone de déplétion. En négligeant l'apport de porteurs minoritaires dans la base, beaucoup plus lent que l'apport de majoritaires, on peut approcher la chute de tension sur la zone déplétée en régime dynamique, par analogie avec le transistor bipolaire, par une variation exponentielle du type [39].

$$V_{depletion}(t) = V_{qs} - AI_c \sqrt{\tau_p(1 - e^{-t/\tau_p})} \quad (5.64)$$

où A est un facteur proportionnel dépendant du point de fonctionnement statique à atteindre. En introduisant E_0 le champ électrique maximal dans la jonction et α_{qs} un coefficient de proportionnalité dépendant de l'élément, on approche la dépendance entre la tension de quasi-saturation V_{qs} et la tension bloquée par le transistor IGBT avant enclenchement V_{in} par [55]

$$V_{qs} = \alpha_{qs} \cdot E_0^2 \quad (5.65)$$

en partant des postulats $w_d \propto E_0$ et $\mu_n \propto 1/E_0$.

Zone de déplétion pour un transistor IGBT NPT

Dans un transistor IGBT NPT (Non Punch-Through), la base est suffisamment grande pour que la zone de déplétion n'atteigne jamais la jonction collecteur-base de l'élément. A partir des équations 5.62 et 5.63 la chute de tension totale sur la zone déplétée s'exprime comme

$$V(x_n) = \int_{-x_p}^{x_n} E(\xi) d\xi = \frac{qk}{3\epsilon} x_p^3 + \frac{q}{2\epsilon} N_D x_n^2 \quad (5.66)$$

ou étant donné la continuité du champ électrique dans cette zone par

$$V_{in} = \frac{\epsilon}{2qN_D} E_0^2 + \sqrt{\frac{8\epsilon}{9qk}} (|E_0|)^{1.5} \quad (5.67)$$

Il s'agit d'une équation transcendante et une résolution numérique est nécessaire pour exprimer le champ électrique E_0 en fonction de la tension

d'alimentation V_{in} . On peut finalement définir numériquement la tension de quasi-saturation en fonction de la tension d'alimentation V_{in} .

$$V_{in} = \frac{\epsilon}{2qN_D\alpha_{qs}}V_{qs} + \sqrt{\frac{8\epsilon}{9qk\alpha_{qs}^{1.5}}}V_{qs}^{0.75} \quad (5.68)$$

Si l'on considère une jonction abrupte, la tension de saturation est directement proportionnelle à la tension d'alimentation. On notera que la durée de vie élevée des porteurs dans un transistor IGBT NPT entraîne un effet de quasi-saturation réduit. La capacité équivalente de la zone de déplétion est proportionnelle au dopage alors que la durée de vie des porteurs en est inversement proportionnelle. Réduire les niveaux de dopage accélère l'enclenchement du transistor mais augmente les pertes dues à la quasi-saturation.

La figure 5.29 montre une comparaison entre les résultats de simulation par éléments finis et l'analyse physique pour la tension de quasi-saturation définie selon l'équation 5.68.

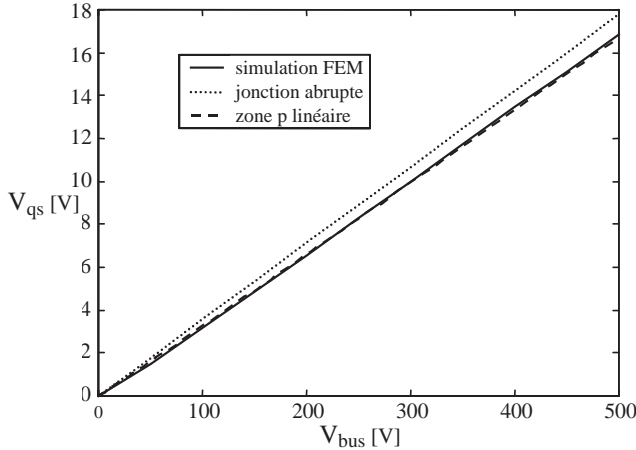


FIG. 5.29 – Tension de saturation en fonction de la tension d'alimentation pour un transistor IGBT NPT. Prévisions analytiques et résultats de simulation FEM.

Zone de déplétion pour un transistor IGBT PT

Dans un transistor IGBT PT (Punch-Through), la zone de déplétion atteint une zone tampon fortement dopée n^+ dans laquelle le champ électrique décroît rapidement (dE/dx élevé). Elle n'atteint évidemment pas la zone de collecteur. Localement les relations développées pour le transistor IGBT NPT restent valables, mais le champ électrique a globalement une allure trapézoïdale. En négligeant la chute de tension dans la zone tampon ($N_{d+} \gg N_D$), la relation liant le champ électrique maximal E_0 à la tension d'alimentation V_{in} vaut alors

$$V_{in} = w_b E_0 - \frac{q N_D w_b^2}{2\epsilon} + \sqrt{\frac{8\epsilon}{9qk}} (|E_0|)^{1.5} \quad (5.69)$$

où w_b est la longueur de la base sans la zone tampon. On obtient ensuite

$$V_{in} = w_b \sqrt{\frac{V_{qs}}{\alpha_{qs}}} - \frac{q N_D w_b^2}{2\epsilon} + \sqrt{\frac{8\epsilon}{9qk}} \left(\frac{V_{qs}}{\alpha_{qs}} \right)^{0.75} \quad (5.70)$$

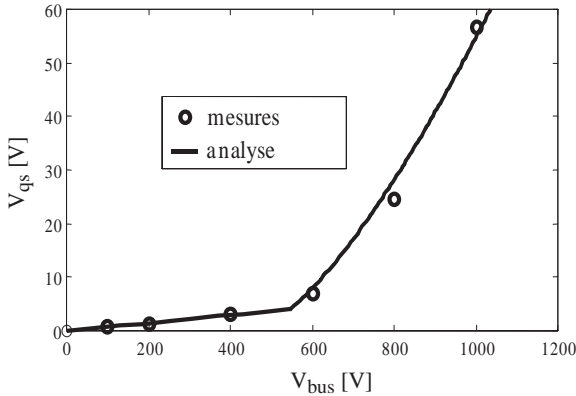


FIG. 5.30 – Tension de saturation en fonction de la tension d'alimentation pour un transistor IGBT NPT. Prévisions analytiques et mesures.

et la tension de saturation dynamique a également un comportement exponentiel selon l'équation 4.13. On remarquera dans la figure 5.30 le

coude abrupt correspondant au point où la zone de déplétion entre dans la zone tampon ($V_{in} > 580V$).

On notera qu'il s'agit cette fois de mesures faites sur un élément réel IRG4PH50U d'International Rectifier et pas de résultats de simulation par éléments finis. La tension de quasi-saturation V_{qs} est mesurée par extrapolation au début de la commutation de la traînée en tension de forme exponentielle.

Comportement dynamique de la zone de déplétion

Le comportement dynamique de la zone de déplétion dépend fortement du mécanisme cherchant son annulation à l'enclenchement. Lorsque la chute de la tension collecteur-émetteur est forcée par un circuit auxiliaire (voir paragraphe 1.3.5), l'évolution dynamique de V_{ce} est entièrement définie par les phénomènes de quasi-saturation évoqués dans les paragraphes précédents. Il peut également arriver, si l'enclenchement n'est pas proche de la chute de tension collecteur-émetteur, que la base garde une chute de potentiel V_{qs} même lorsque V_{ce} est nulle. La jonction collecteur-base est alors en mode de blocage de la tension V_{qs} (figure 5.31).

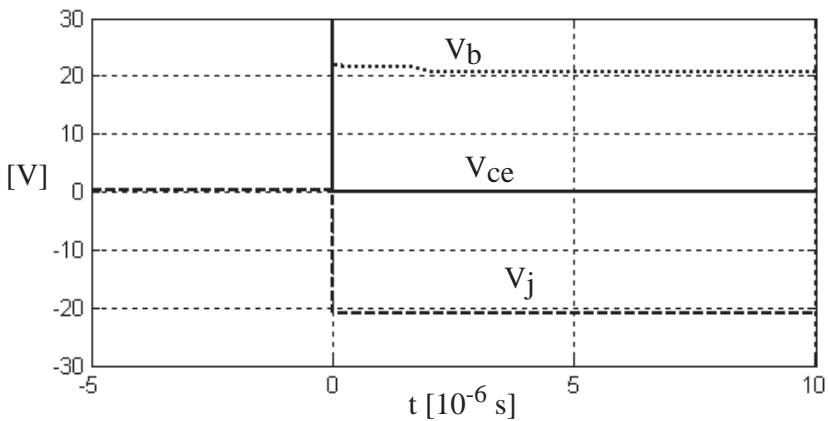


FIG. 5.31 – Variation rapide forcée sur V_{ce} de 1200 à 0V en $t=0$. $R_g = 50\Omega$.

C'est le cas par exemple dans un circuit Salama [13]. Lorsque l'on enclenche ensuite le transistor IGBT il reste une certaine tension à annuler sur la zone de déplétion. Lorsque l'enclenchement se fait sous des conditions de commutation dure, le taux de décroissance dépend de la capacité Miller et donc également de la résistance de grille. Des phénomènes de quasi-saturation apparaissent pour des valeurs très faibles de résistance de grille, lorsque la réduction de la largeur de la zone de déplétion imposée par le courant de grille tend à être plus rapide que ne le permet la restauration des porteurs dans cette zone. Cet ensemble de comportements différents rend la modélisation de la capacité relativement compliquée.

Chapitre 6

Macromodèle

La plupart des simulateurs de circuits (Saber, Simplorer, etc...) fonctionnent à partir d'éléments électriques de base, tels que sources, résistances et capacités, linéaires ou non. Certains simulateurs considèrent directement des formes mathématiques (Matlab-Simulink). Les résultats obtenus lors d'une étude comportementale doivent être adaptés pour être facilement implémentables. Un modèle pour un composant constitué de l'effet cumulé de plusieurs modèles élémentaires est appelé macromodèle. Il doit évidemment refléter les caractéristiques autant statiques que dynamiques de l'élément global. Le macromodèle d'IGBT mis au point résulte de la mise en série de trois sous-modèles distincts, un pour la jonction collecteur-base, un pour la base et un pour le transistor MOSFET de puissance interne. On peut associer le macromodèle développé au schéma équivalent représenté à la figure 6.1 pour la conduction statique et la commutation douce. Le transistor bipolaire, généralement représenté dans les schémas équivalents (figures 3.3, 1.16 et 1.17), est ainsi séparé en une jonction idéale collecteur-base, une base résistive et une source de courant pour la jonction base-émetteur. On peut ainsi mieux tenir compte du fait que la longueur de la base n'est pas beaucoup plus petite que la longueur de diffusion des porteurs comme dans un transistor bipolaire conventionnel, ainsi que de la dépendance de la résistance de la base au potentiel de grille. Les caractéristiques du MOSFET sont fortement dégénérées à cause du faible dopage de sa zone de drain.

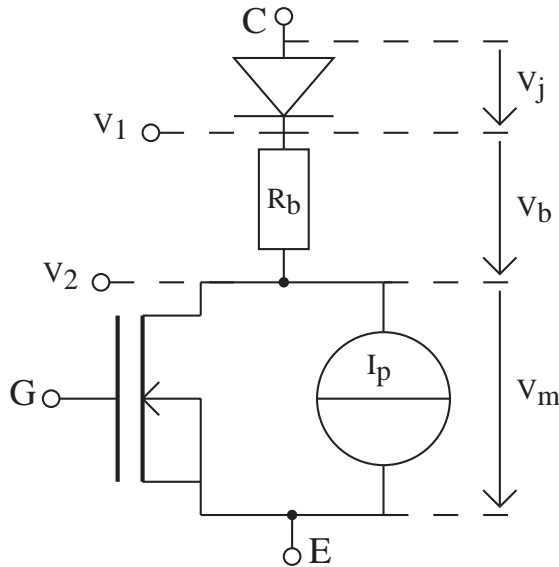


FIG. 6.1 – Schéma équivalent du transistor IGBT utilisé pour la modélisation.

Pour assurer la convergence de n'importe quel type de simulateur de circuit, toutes les fonctions $y = f(x)$ contenues dans le macromodèle doivent être définies en tout point pour $f : \mathbb{R} \rightarrow \mathbb{R}$ et doivent être monotones, donc strictement croissantes ou décroissantes. Elles doivent également être bijectives (ou biunivoques), c'est à dire qu'à chaque élément x correspond un et un seul élément image $f(x)$ (fonction injective) et que chaque élément image y possède un et un seul antécédent x . On remarquera que la bijectivité de $f : \mathbb{R} \rightarrow \mathbb{R}$ pour une fonction monotone impose implicitement la continuité de la fonction.

6.1 Polarisation inverse

Lorsqu'une polarisation inverse $V_{ce} < 0$ est appliquée à un transistor IGBT, il reste dans un état bloqué quel que soit le potentiel de grille

appliqué à cause de la jonction collecteur-base. Seul un faible courant de fuite est mesurable tant que la tension appliquée ne dépasse pas la tension de rupture ou de claquage de la jonction collecteur-base. Le courant augmente ensuite très rapidement par effet Zener ou par effet d'avalanche [56]. La tension de rupture en polarisation inverse est nettement plus faible que la tension de rupture en polarisation directe. Elle ne dépasse pas une vingtaine de Volts en inverse pour un transistor IGBT standard supportant 1.2kV en direct. Il existe toutefois des transistors IGBTs (RB-IGBT) supportant des tension équivalentes en blocage direct ou inverse (jusqu'à 600V aujourd'hui). Ces éléments ont malheureusement des performances en conduction moins bonnes que les transistors IGBTs standards et ne sont développés que pour des applications très particulières [57] [58] où les transistors n'ont pas de diode de roue libre en anti-parallèle. L'IGBT avec blocage inverse est principalement utilisé pour la réalisation d'un thyristor dual.

Toutes les équations développées dans le chapitre 5 concernent le transistor IGBT dans son mode de conduction normal, c'est à dire avec une tension collecteur-émetteur, une tension grille-émetteur et un courant de collecteur positifs ou nuls. Elles sont C^∞ continûment différentiables et bijectives dans le mode de conduction $f : \mathbb{R}^+ \rightarrow \mathbb{R}^+$. Ce n'est pas le cas en polarisation inverse où les équations développées n'ont aucun sens physique.

Une relation conditionnelle imposant un courant nul ou très faible lorsque la tension collecteur-émetteur est négative représente à peu près la réalité physique mais n'assure pas la bijectivité. Une modélisation plus réaliste de type résistif et/ou exponentiel du courant de fuite est indispensable pour chaque équation courant-tension du modèle afin de permettre une convergence aisée du simulateur.

6.2 Modélisation de la jonction collecteur-base

Les réponses de la tension collecteur-base à des sauts de courant sont suffisamment rapides pour que l'on puisse éviter d'alourdir le modèle par des phénomènes dynamiques (voir paragraphe 5.2.3). La jonction est ainsi complètement modélisée par une source de tension commandée en courant

selon l'équation 5.12 (figure 6.2).

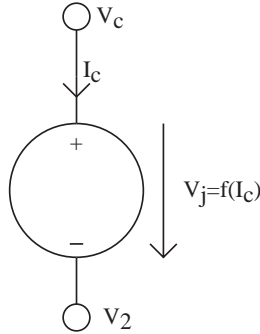


FIG. 6.2 – *Macromodèle pour la jonction collecteur-base.*

La mise en série de deux termes de source (logarithmique et exponentielle) et d'une résistance donne le même résultat que l'implémentation directe de la fonction $V_j = f(I_c)$ mais ralentit les calculs et augmente l'erreur possible par l'introduction de deux noeuds supplémentaires. L'erreur maximale admissible pour le simulateur est en effet définie pour chacun des noeuds dans le cas des courants et pour chaque pair de noeuds dans le cas des tensions.

Le modèle est entièrement défini à l'aide des cinq paramètres R_j , n , I_{s0} , I_0 et u_T . La formulation définitive, sans indétermination, biunivoque, monotone et tenant compte de la polarisation inverse, s'écrit sous sa forme mathématique condensée pour la source de tension V_j par exemple comme

$$\begin{aligned}
 & (0.5 + 0.5 * \text{SGN}(I_c.I)) \\
 & * (2 * u_T * \text{LN}(\text{ABS}((I_c.I / I_{s0}) + 1)) - u_T * (2 - n) / \text{LN}(1 + \text{EXP}(5))) \\
 & * \text{LN}(1 + \text{ABS}((I_c.I / I_0)^5)) + (0.5 - 0.5 * \text{SGN}(I_c.I)) * 67 \text{MEG} * I_c.I + R_j * I_c.I
 \end{aligned}$$

Les termes de valeur absolue ABS lèvent toutes les indéterminations possibles de type $\ln(0)$, nuisibles à la convergence.

6.3 Modélisation de la chute de potentiel sur le canal MOS

Le macromodèle pour la chute de tension sur le transistor MOSFET interne doit tenir compte des phénomènes statiques et dynamiques mis en évidence dans les paragraphes 5.2.2 et 5.2.3. La chute de tension est fonction du potentiel de grille et du courant traversant l'élément. La modélisation est nettement simplifiée si on sépare la composante de courant de trous qui traverse directement la jonction base-émetteur du courant d'électrons passant par le canal MOS.

L'inversion de l'équation 5.17 $I_n = f(V_m)$ introduit plusieurs indéterminations qui ne pourront pas être traitées par un simulateur de circuit. Il est préférable de modéliser la chute de tension sur le canal MOS par une source de courant commandée par la chute de tension sur le canal V_m , ce qui est valable statiquement et dynamiquement. Les résultats obtenus dans un simulateur de circuits pour une source de tension commandée en courant et une source de courant commandée en tension sont en effet identiques, que le modèle soit sollicité en courant ou en tension, pour autant que la relation $V = f(I)$ soit biunivoque de $\Re \rightarrow \Re$ et monotone. La tension auxiliaire V_m^L est évaluée séparément.

Le comportement dynamique est calculé sur le courant I_p à partir du courant de collecteur en utilisant un filtre approprié. Le transistor MOSFET interne est ainsi complètement modélisé par une source de tension commandée en courant selon l'équation 5.17 (figure 6.3). Le courant de trous statique est calculé à partir du courant de collecteur et du gain bipolaire (voir la figure 5.14 et ses commentaires). Le régime dynamique est ensuite estimé à partir d'un filtre du 1^{er} ordre pour la constante de temps principale et d'un saut instantané pour les constantes de temps plus petites (voir l'équation 5.49). Cette estimation dynamique est utilisée d'une part pour définir le courant d'électrons traversant le transistor MOSFET interne, nécessaire au calcul de la chute de tension correspondant V_m . Elle est également utilisée comme consigne d'une source de courant en parallèle permettant de modéliser la traînée en courant au déclenchement.

Pour le calcul des courants de trous et d'électrons, un ou deux paramètres

et pour la source de courant I_n commandée en tension

$$(0.5+0.5*\text{SGN}(\text{vm.V}))*(\text{A.VAL}*\text{vml.V}*(1+3.2\text{m}*(\text{vm.V}-\text{vml.V}))$$

$$*(1-(\text{vml.V}/2/\text{vsat.VAL}))) + (0.5-0.5*\text{SGN}(\text{vm.V}))*358*\text{vm.V}$$

6.4 Modélisation de la chute de potentiel sur la base

Physiquement, la base est simplement formée de matériel résistif dont on a amélioré la conductivité par dopage, puis par établissement d'un excès de charge minoritaires. Il semble alors naturel de la modéliser par une résistance variable, dépendant du courant et du potentiel de grille. Ceci revient à définir cette résistance à partir de l'équation 5.42.

$$R_b(I_c, V_{ge}) = \frac{V_b(I_c, V_{ge})}{I_c} \quad (6.1)$$

Mais alors que la chute de potentiel sur la base définie par l'équation 5.42 est parfaitement définie pour un courant I_c nul, le fait d'utiliser la résistance de base R_b introduit une division par zéro et donc certainement des problèmes de convergence pour un simulateur de circuits. On va donc également modéliser la chute de tension sur la base par une source de tension commandée par le courant et par le potentiel de grille (figure 6.4). Le régime transitoire est défini à partir de la variable intermédiaire n_{eq} .

Il suffit ainsi de cinq paramètres pour modéliser statiquement la base (voir l'équation 5.45) et des deux paramètres τ (constante de temps du filtre passe-bas) et N_D pour modéliser le régime dynamique; soit un total de sept paramètres. Les autres paramètres, permettant par exemple de calculer la mobilité en fonction de la chute de tension sur la base V_b , ne dépendent pas du transistor IGBT étudié et n'ont pas besoin d'être définis par l'utilisateur.

Pour l'implémentation dans un simulateur de circuit, on calcul d'abord la chute de tension en régime statique $V_{b(stat)}$ pour un courant de collecteur et une tension de grille donnés.

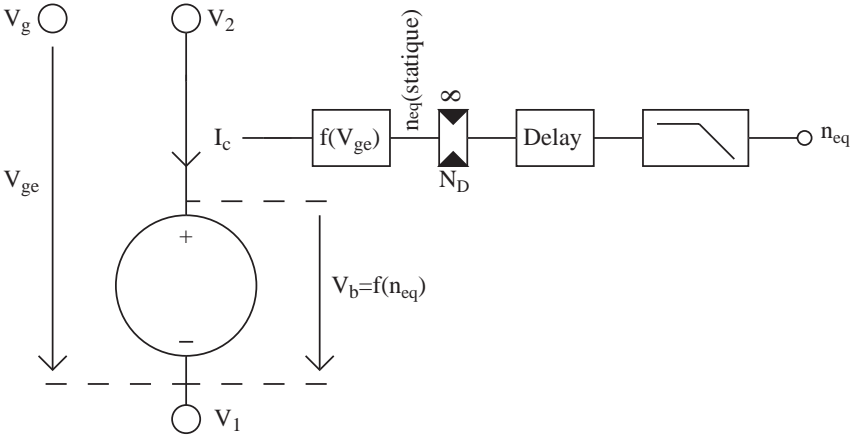


FIG. 6.4 – Macromodèle pour la base du transistor IGBT.

$$(0.5 + 0.5 * \text{SGN}(ic.I)) * (0.457 * \ln(1 + 0.37 * (\text{ABS}(ic.I) ^{0.68})) \\ + 0.5 * (1 + \tanh(ic.I - 20)) * (ic.I - 20) / (19 + 31 * v_{ge}.V)) \\ + (0.5 - 0.5 * \text{SGN}(ic.I)) * 3 * ic.I$$

On en déduit ensuite la charge équivalente n_{eq} associée en régime statique.

$$ic.I / (\text{ABS}(v_{bstat}.V) + 1p) * 43.37t \\ * ((1 + ((13.47m * \text{ABS}(v_{bstat}.V)) ^{1.109})) ^{(1/1.109)})$$

Cette valeur doit être limitée vers le bas pour tenir compte du dopage de la base N_d et retardée d'environ $5ns$, temps nécessaire au transit des électrons au travers de la base. On filtre ensuite la valeur limitée avec une constante de temps de $0.72\mu s$ pour obtenir une modélisation dynamique des variations de charge dans la base. On retrouve finalement la chute de tension sur la base en régime statique et dynamique en inversant l'approximations de Canali.

$$(0.5 + 0.5 * \text{SGN}(ic.I)) * ic.I * (43.36e12 / (((n_{eqdyn}.V ^{1.109}) - \text{SGN}(ic.I)) \\ * ((584.1e9 * \text{ABS}(ic.I)) ^{1.109})) ^{(1/1.109)})) + (0.5 - 0.5 * \text{SGN}(ic.I)) * 3 * ic.I$$

Des valeurs arbitraires en polarisation inverse ont été choisies pour assurer la bijectivité de toutes les fonctions et la continuité de leurs dérivées à l'origine.

6.5 Modélisation de la zone de déplétion

Pour avoir en même temps une bonne représentation du plateau Miller au niveau de la grille et du taux de variation de la tension collecteur-émetteur correspondant lors d'une commutation dure, l'utilisation de la capacité grille-collecteur est la plus pratique. On perd alors la qualité de modélisation en commutation douce. On peut contourner cette difficulté en arrangeant les composants de manière différente, de manière à ce que la capacité n'ait pas d'effet sur les variations des tensions purement résistives de la base. Lorsque la tension de grille est inférieure à la tension

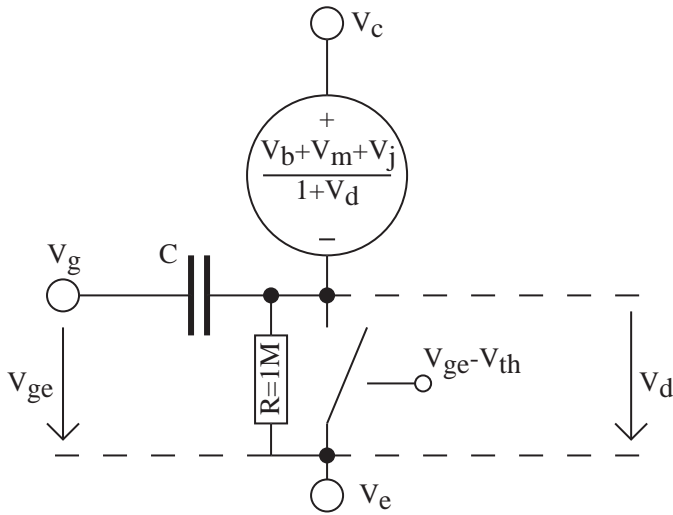


FIG. 6.5 – *Macromodèle complet avec zone de déplétion.*

de seuil $V_{ge(th)}$, l'interrupteur idéal est bloqué. Un petit courant de fuite traverse la résistance R . La tension collecteur-émetteur V_{ce} appliquée se retrouve principalement aux bornes de l'interrupteur idéal (V_d). Lorsque la tension de grille dépasse la tension de seuil, l'interrupteur est enclenché. Si l'on est en commutation douce, la chute de tension sur la zone de déplétion V_d est nulle et seuls les effets résistifs apparaissent ($V_m + V_b + V_j$). Si l'on est en commutation dure, la décroissance de la tension collecteur-émetteur est fixée par la capacité Miller C et les effets résistifs sont inhibés

par le terme de pondération $1/(1 + v_d)$ jusqu'à ce que la chute de tension sur la zone de déplétion soit suffisamment faible. Ce terme de pondération n'est pas complètement gratuit car lors de l'existence d'une zone de déplétion, la zone de base modulée (et donc sa résistance équivalente) est réduite d'autant.

Chapitre 7

Vérification du macromodèle proposé

Il s'agit dans ce chapitre de vérifier que le macromodèle développé dans ce travail de thèse donne des résultats corrects lorsqu'il est utilisé dans un logiciel de simulation de circuits. Le logiciel Simplorer d'Ansoft, largement utilisé par les électroniciens de puissance a été choisi pour la validation du macromodèle. Les mesures ne donnant pas de résultats suffisamment précis (voir paragraphe 3.4.8), le comportement réel nécessaire comme référence pour la vérification du modèle est approché par des simulations par éléments finis.

On comparera tout d'abord les caractéristiques statiques de la tension collecteur-émetteur obtenues à partir du macromodèle dans Simplorer avec les résultats directement issus du simulateur par éléments finis GENESIS. On contrôlera ensuite la validité du modèle pour un saut de courant correspondant à une commutation douce, et pour des commutations dures. On discutera finalement la validité du modèle lors des mécanismes de déclenchement.

7.1 Simplorer

Le logiciel de simulation multi-domaines Simplorer d'Ansoft a été spécialement développé pour les applications d'électronique de puissance et de traction. Les bibliothèques existantes permettent la simulation rapide de systèmes complets, incluant le réglage analogique ou digital, l'électronique de puissance, ainsi que des parties mécaniques (moteurs) et hydrauliques. Le calcul est basé sur le couplage de trois noyaux différents: un simulateur de circuit, un simulateur par fonctions de transfert continues ou échantillonnées et un simulateur par graphe d'état. Simplorer supporte également divers formats de co-simulation, tels que C, C++, Matlab, Simulink et Mathcad pour faciliter l'implémentation de nouveaux modèles. Une interface électromagnétique 2D FEM a récemment été ajoutée pour permettre une meilleure modélisation de moteurs [59].

Ce logiciel a été choisi pour la validation du modèle en fonction de ses nombreuses possibilités et de sa simplicité de mise en oeuvre.

7.2 Vérification du comportement statique

On compare ici, en régime statique, les résultats obtenus à partir d'une simulation FEM sous GENESISe avec ceux obtenus à partir d'une simulation du macromodèle proposé sous Simplorer. Le circuit de test utilisé ne comporte aucun élément parasite externe (figure 7.1).

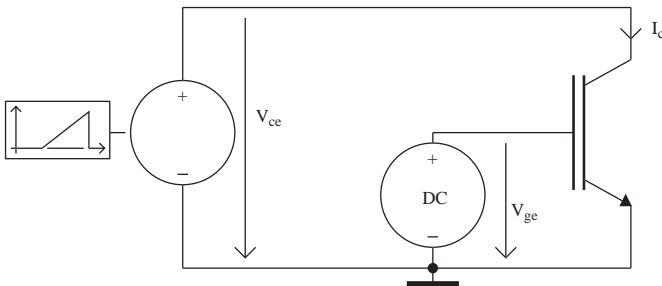


FIG. 7.1 – *Circuit de test pour la vérification du comportement statique.*

Dans les deux cas on fait varier très lentement la tension collecteur-émetteur V_{ce} et on mesure le courant de collecteur I_c pour une tension de grille V_{ge} donnée. Cette procédure est répétée pour plusieurs tensions de grille différentes afin de valider le modèle pour tous les points de fonctionnement possibles. Les résultats obtenus pour des tensions de grille de 6V, 9V, 11V et 15V sont représentés à la figure 7.2. La correspondance est

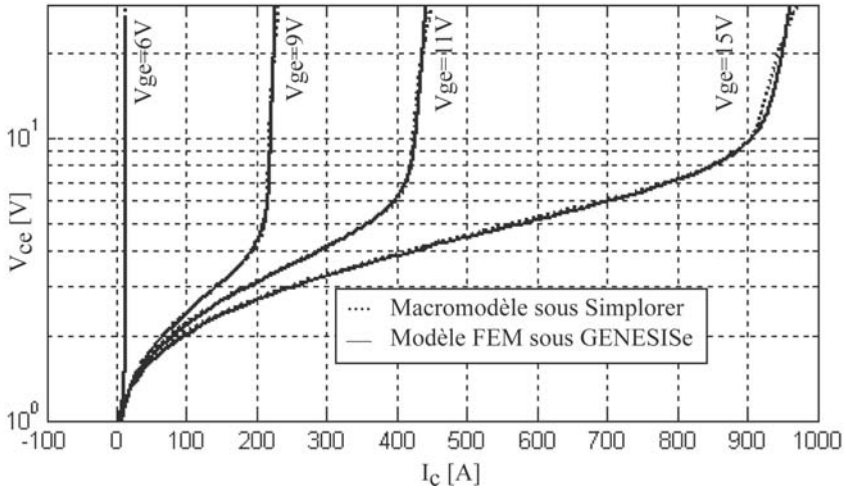


FIG. 7.2 – *Comportement statique, Comparaison entre les résultats de simulation FEM sous GENESISe et les résultats de simulation pour le macromodèle proposé sous Simplorer.*

excellente pour des tensions de grille inférieures à 10V, même en régime quasi saturé. Le macromodèle donne également de bons résultats pour les tensions de grille plus élevées en régime de conduction. La représentation est un peu moins bonne pour des tensions de grille élevées et un courant élevé; toutefois ce mode de fonctionnement n'est atteint que lors de la destruction du composant par court-circuit et une bonne précision n'est pas nécessaire.

L'erreur relative reste inférieure à 3% quel que soit le point de fonctionnement considéré, dans les limites normalement acceptables par un tel transistor IGBT. La plage de courants utilisée pour cette vérification s'étend

jusqu'à plus de dix fois le courant nominal d'un tel élément; ceci pour monter la validité du modèle sur l'ensemble des points de fonctionnement. On pourra éventuellement adapter les paramètres du modèle afin de diminuer l'erreur relative pour des courants inférieurs au courant nominal en acceptant une erreur relative plus importante pour des courants plus importants. Cette démarche est conseillée pour des transistors IGBTs utilisés comme interrupteurs principaux d'un circuit, dans lesquels le courant dépasse rarement le courant nominal. Un transistor IGBT utilisé dans un circuit auxiliaire d'aide à la commutation comme dans [9] et [11] ne conduit que pendant peu de temps et sera souvent dimensionné par rapport à son courant maximal admissible et non pas par rapport à son courant nominal. On s'en tiendra alors aux paramètres de base pour une telle utilisation.

Si chaque simulation FEM $I_c = f(V_{ce})$ avec GENESISe nécessite plus de quatre heures de calculs avec un ordinateur équipé d'une unité centrale fonctionnant à 2.6GHz, la même simulation sous Simplorer ne dure que quelques secondes.

7.3 Vérification du comportement dynamique

- Réponse à un saut de courant

On compare ici, pour un saut de courant de collecteur, les résultats obtenus à partir d'une simulation FEM sous GENESISe avec ceux obtenus à partir d'une simulation du macromodèle proposé sous Simplorer. Le transistor IGBT subit des variations rapides de courant, imposées par une source de courant externe, son potentiel de grille restant constant (figure 7.3).

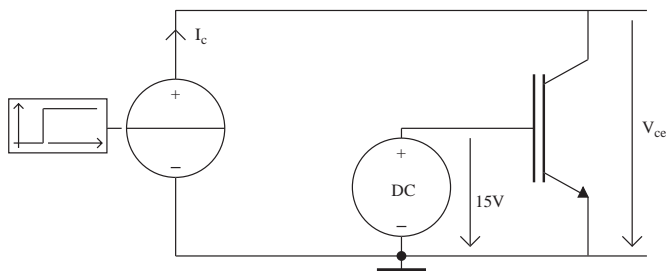


FIG. 7.3 – *Circuit de test pour la vérification du comportement dynamique correspondant à la réponse à un saut de courant.*

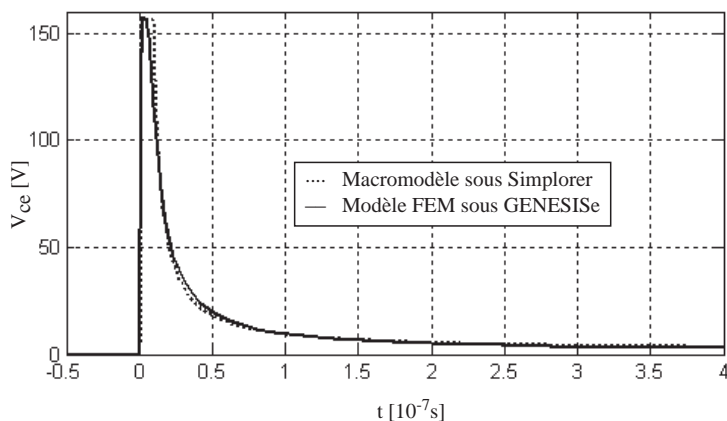


FIG. 7.4 – *Comportement dynamique pour un saut de courant de 0 à 80A en $t=0$. Comparaison entre les résultats de simulation sous GENESISe et Simplorer.*

Pour un transistor IGBT enclenché, avec une tension de grille de 15V, on impose un saut de courant de collecteur de 0 à 80A (figure 7.4). Les courbes issues de la simulation par éléments finis sous GENESISe et sous Simplorer sont quasiment confondues sur l'ensemble du régime transitoire.

On notera la montée très rapide de la tension collecteur-émetteur lorsque le saut de courant est appliqué, incontournable pour un élément résistif. Dans un macromodèle comportant une capacité grille-émetteur relativement élevée pour une tension collecteur-émetteur faible (adaptée pour la commutation dure), un tel saut de tension n'est pas possible et les résultats obtenus en commutation douce sont inexacts.

Pour un saut de courant plus réaliste, c'est-à-dire avec un temps de montée de 0 à 80A de 100 nanosecondes, la tension collecteur-émetteur ne dépasse pas une vingtaine de Volts en régime transitoire (figure 7.5).

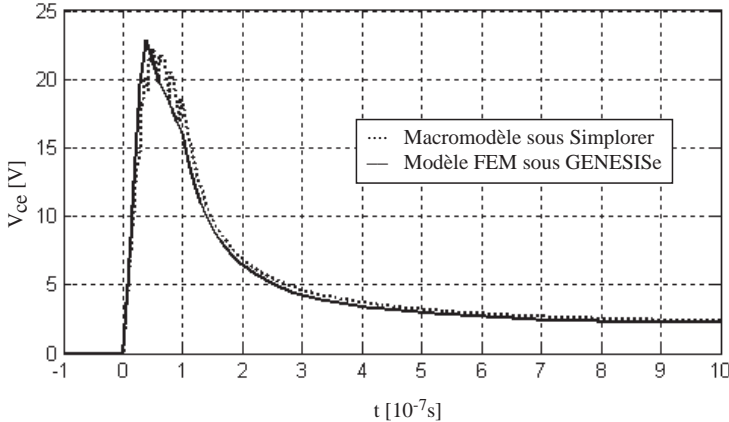


FIG. 7.5 – *Comportement dynamique pour un saut de courant de 0 en $t=0$ à 80A en $t=100$ ns. Comparaison entre les résultats de simulation sous GENESISe et Simplorer.*

La modélisation du retard pur comme une fonction de la tension externe collecteur-émetteur pose quelques problèmes sous Simplorer. La version retardée de la variation continue de charge équivalente n_{eq} apparaît sous forme échantillonnée avec un maintien correspondant au retard imposé. De ce fait de petites oscillations apparaissent sur la tension collecteur-émetteur simulée en régime transitoire. Cependant, à cause de leur faible amplitude, elles n'apportent pas de dégradation significative

des résultats.

Il est étonnant de constater que la modélisation du retard pur correspondant au temps de transit des électrons au travers de la base est un des points les plus sensibles pour la qualité des résultats en commutation douce. La précision du retard pur n'altère quasiment pas la précision des résultats lors d'un saut de courant instantané, mais une petite erreur sur le retard pur pour un saut de courant plus lent se reporte drastiquement sur l'amplitude de la tension collecteur-émetteur en régime transitoire. En comparant les résultats obtenus en utilisant un retard pur variable $t_t = f(v_{ce})$ avec ceux obtenus pour un retard fixe de 5 nanosecondes, on observe une sous-estimation de près de 30% dans le cas du retard fixe (figure 7.6).

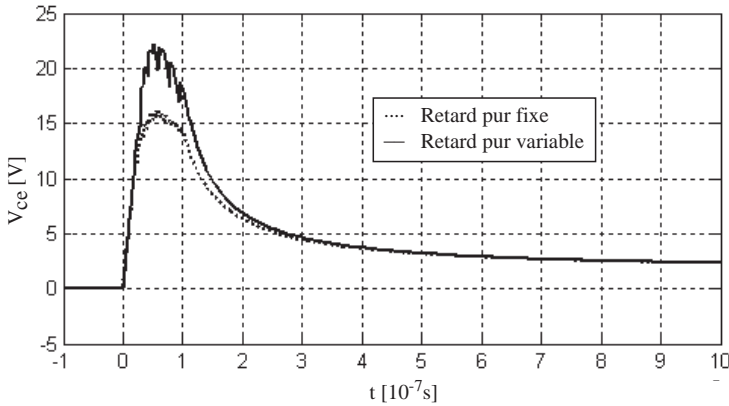


FIG. 7.6 – *Comportement dynamique pour un saut de courant de 0 en $t=0$ à 80A en $t=100ns$. Comparaison sous Simplorer entre les résultats pour un temps de transit fixe (5n) et un temps de transit variable.*

Lors d'un saut de courant lent, la tension collecteur-émetteur s'établit progressivement avec un champ électrique relativement faible. Le temps de transit des électrons t_t est plus élevé que lors d'un saut de courant instantané et la résistivité de la base diminue moins rapidement.

7.4 Vérification du comportement dynamique

- Commutation dure

La commutation est dite dure lorsque le transistor IGBT s'enclenche ou se déclenche sur une charge inductive traversée par un courant non nul, et sans circuit d'aide à la commutation. Le modèle FEM et le macromodèle d'IGBT doivent être introduits dans un circuit approprié pour pouvoir réaliser ce type de commutation (figure 7.7).

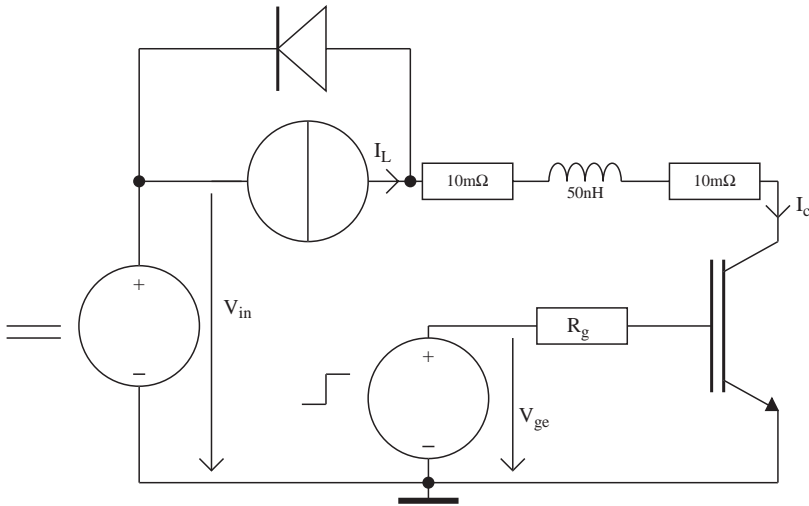


FIG. 7.7 – *Circuit de test pour la vérification du comportement en commutation dure.*

Le circuit est alimenté par une source de tension continue V_{in} de 1200V. La charge inductive est modélisée sous sa forme idéalisée par une source de courant continu I_L . Le transistor IGBT est commandé au travers d'une résistance de grille R_g par une source de tension variant par paliers entre 0V (transistor déclenché) et 15V (transistor enclenché). Une diode de roue libre permet le passage du courant I_L lorsque le transistor est déclenché. Les résistances de $10m\Omega$ et l'inductance de $50nH$, représentant les effets parasites de la connectique externe, sont indispensables à la convergence du simulateur par éléments finis.

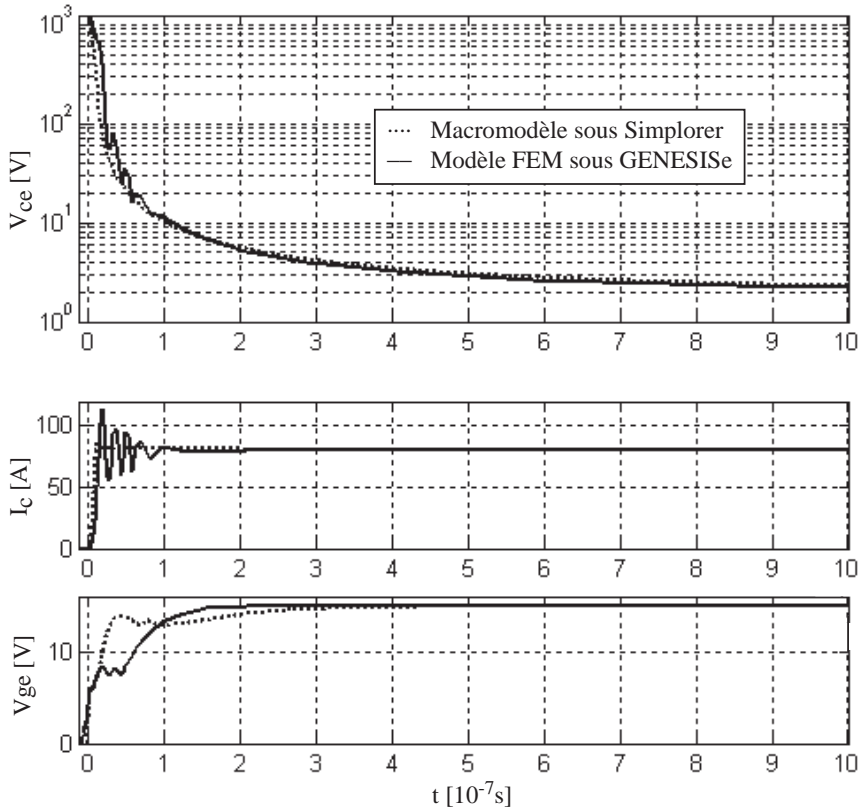


FIG. 7.8 – Résultats de simulation en commutation dure pour une résistance de grille R_g de 1Ω .

Pour une résistance de grille relativement faible, comme par exemple $R_g = 1\Omega$, la décroissance de la tension collecteur-émetteur est beaucoup plus lente que ce que laisse prévoir l'évaluation de la capacité grille-collecteur C_{gc} (figure 7.8).

Le régime transitoire est en effet dominé par les phénomènes de mise en conduction de la base, correspondant à ce que l'on observe lors d'un saut

rapide du courant de collecteur en commutation douce. Des oscillations apparaissent sur le courant de collecteur I_c et sur la tension collecteur-émetteur V_{ce} pendant les cent premières nanosecondes lors de la simulation par éléments finis. Elles sont dues au comportement dynamique du modèle Spice de diode de roue libre utilisé sous GENESISe. Elles n'apparaissent pas lors de la simulation sous Simplorer car le modèle de diode de roue-libre utilisé dans ce cas ne comporte pas de modélisation dynamique (recouvrement inverse). Il serait en effet fastidieux d'adapter dynamiquement le modèle de diode sous Simplorer pour qu'il corresponde à celui utilisé sous GENESISe, alors que les phénomènes qui en découlent n'apportent pas de modification significative des résultats.

Le phénomène de traînée de tension à l'enclenchement apparaît de manière très satisfaisante dans le macromodèle développé dans ce travail de thèse. Les résultats obtenus pour l'évolution de la tension collecteur-émetteur V_{ce} et pour l'évolution du courant de collecteur I_c sous Simplorer sont très proches des résultats obtenus avec le modèle par éléments finis sous GENESISe.

La capacité Miller C_{gc} n'ayant été modélisée que sommairement, des différences plus marquées sont remarquables lorsque l'on compare les résultats des deux simulateurs pour la tension de grille V_{ge} . L'évolution de la tension de grille n'entre toutefois pas en ligne de compte lors de l'évaluation du rendement ou lors de l'analyse du fonctionnement d'un circuit d'électronique de puissance; l'erreur observée sur la tension de grille ne porte que peu à conséquence et une modélisation plus poussée n'est pas nécessaire.

Pour une résistance de grille plus élevée, comme par exemple $R_g = 50\Omega$, la décroissance de la tension collecteur-émetteur dépend principalement de la capacité grille-collecteur C_{gc} et les phénomènes dynamiques sur la base n'entrent pas en ligne de compte (figure 7.9).

La traînée de tension à partir de la fin du plateau Miller est de faible amplitude dans ce cas et ne dépend que de la valeur statique de la chute de tension sur le transistor IGBT en fonction du potentiel de grille. Les résultats fournis par le macromodèle sous Simplorer sont excellents, compte tenu de la simplicité du modèle de capacité grille-collecteur utilisé.

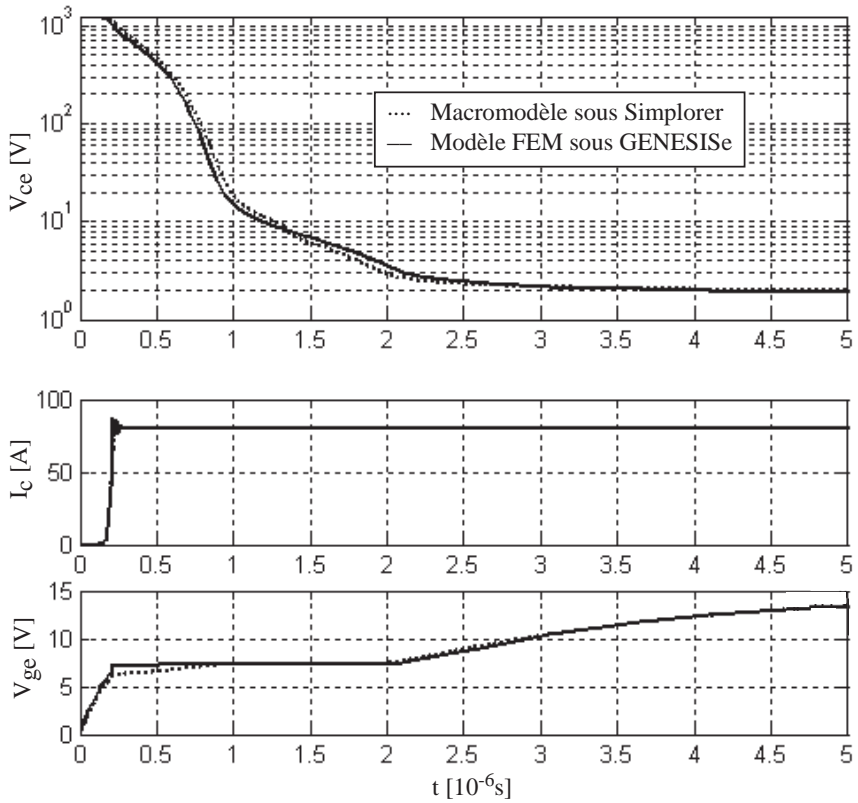


FIG. 7.9 – Résultats de simulation en commutation dure pour une résistance de grille R_g de 50Ω .

On notera que la simulation d'un enclenchement (une dizaine de microsecondes) nécessite un temps d'exécution de près de quatre heures pour une simulation FEM sous GENESISe, alors que quelques minutes sont suffisantes avec le macromodèle sous Simplorer. Il devient alors possible de simuler un circuit de puissance complet avec un degré de précision élevé sur les phénomènes de commutation pour un temps de calcul raisonnable.

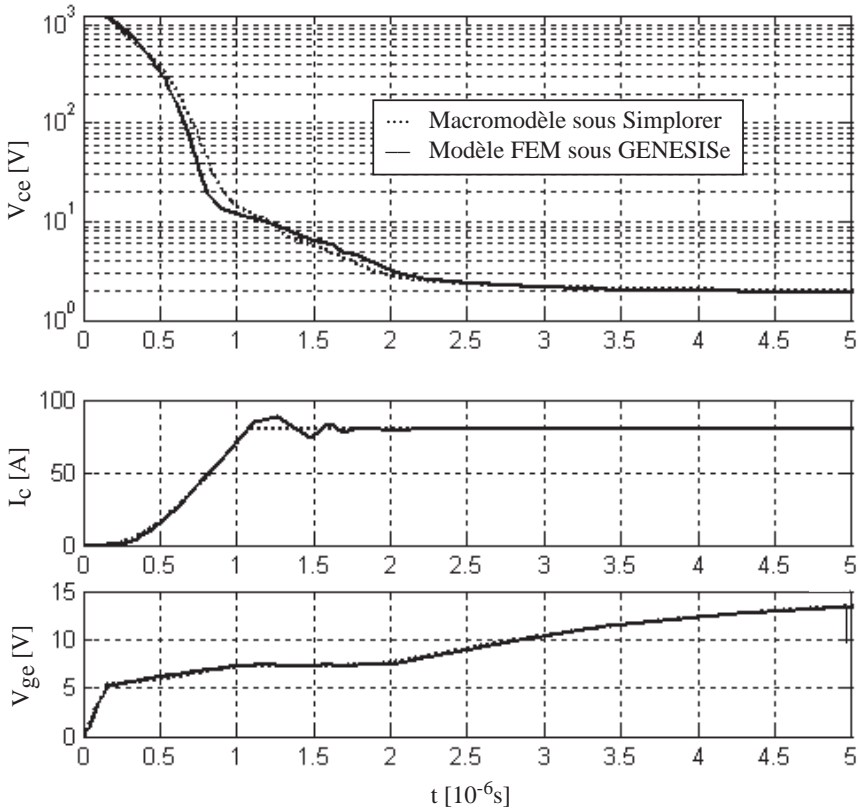


FIG. 7.10 – Résultats de simulation avec *CALC* pour une résistance de grille R_g de 50Ω .

7.5 Tension collecteur-émetteur abaissée par un circuit d'aide à la commutation

Un circuit d'aide à l'enclenchement, inductif ou résonnant, fait rapidement chuter la tension collecteur-émetteur juste avant ou au début de la mise en conduction. Pour simuler ce type de fonctionnement sous Simplorer, l'inductance série parasite (figure 7.7) est augmentée à $10\mu H$. La tension collecteur-émetteur décroît alors dès le début de l'augmentation

du courant (figure 7.10).

La correspondance entre les résultats des deux simulateurs est excellente en ce qui concerne l'évolution du courant de collecteur et de la tension de grille. L'erreur au niveau de la tension collecteur-émetteur est à peine plus importante qu'en commutation dure (figure 7.9) et peut être facilement réduite par une meilleure modélisation de la capacité grille-collecteur.

7.6 Limites du macromodèle proposé

Le macromodèle proposé dans ce travail de thèse a été principalement développé pour représenter fidèlement les mécanismes de mise en conduction. Le modèle ne répond pas correctement à certains types de sollicitations. Des simplifications introduites lors de la modélisation, parfaitement valables dans les cas de commutations étudiés, devraient être revues pour une plus grande généralité du modèle. Pour le moment, deux cas spécifiques à approfondir ont été mis en évidence.

7.6.1 Traînée de courant au déclenchement

Lors de la simulation sous Simplorer d'un déclenchement avec le macromodèle proposé, une traînée de courant apparaît. On vérifie ainsi la dualité entre la traînée de tension à l'enclenchement et la traînée de courant au déclenchement. Le macromodèle sous Simplorer montre une traînée en courant de forme exponentielle et d'amplitude raisonnable. La constante de temps de l'exponentielle est toutefois largement surestimée. L'analyse conduisant à l'équation 5.49 n'est en effet valable qu'en présence d'un champ électrique relativement faible. Une modélisation de la constante d'établissement du courant de trous τ_1 comme une fonction de la chute de tension sur la base (c'est-à-dire comme une fonction du champ électrique interne) est nécessaire pour obtenir de bons résultats en ce qui concerne la traînée en courant au déclenchement.

7.6.2 Traînée de courant en mode résonnant ZCS

Lors d'un déclenchement en mode résonnant, le courant de collecteur et la tension collecteur-émetteur sont nuls. Le transistor IGBT n'est pas

réellement bloqué car un plasma important se trouve encore dans la base. L'excédent de trous disparaît d'abord par recombinaison puis est évacué sous la forme d'une traînée de courant lorsque la tension collecteur-émetteur remonte [60]. La modélisation du courant de trous utilisée dans ce travail, indépendante de la chute de potentiel sur la base, ne permet pas de représenter correctement ce phénomène.

Chapitre 8

Conclusions

De par sa structure, le transistor IGBT s'apparente à un transistor bipolaire commandé par un transistor MOSFET. Sa modélisation a fait l'objet de nombreuses publications dans les années 1980-1990, alors que les publications concernant son utilisation et sa technologie sont majoritaires aujourd'hui. Les modèles développés alors que le transistor IGBT était majoritairement employé dans des circuits à commutation dure relativement lents ne prennent pas en compte la plupart des phénomènes apparaissant lors de commutations rapides ou douces. Les modèles initiaux ont été dégradés progressivement pour essayer de tenir compte des modifications des performances du transistor IGBT jusqu'à ne plus avoir aucun lien avec les postulats de physique des semiconducteurs de base. Le transistor IGBT doit plutôt être considéré comme un très mauvais transistor bipolaire (gain faible, comportement influencé par le potentiel de grille) commandé par un transistor MOSFET dégénéré (faible dopage de drain), pour lesquels les mises en équation habituelles ne sont pas valables.

La simulation par éléments finis, reconnue pour la validité de ses résultats, permet d'analyser localement le comportement d'une structure semiconductrice, sans les erreurs de mesure liées à l'expérimentation. Comme les équations issues de la physique des semiconducteurs ne peuvent pas être résolues analytiquement pour une structure complexe (interdépendance des paramètres), toutes les simplifications et hypothèses émises dans ce travail ont été validées par des simulations FEM appropriées.

La chute de tension totale sur l'élément est divisée en quatre parties, correspondant à des mécanismes statiques et dynamiques différents. On a tout d'abord une chute de tension sur la jonction passante collecteur-base, sans dynamique particulière associée. Vient ensuite la chute de tension sur la portion de base non déplétée. Son comportement statique et dynamique est étroitement lié à l'accumulation de porteurs minoritaires, due principalement à l'émission au niveau de la jonction collecteur-émetteur, mais aussi aux charges présentes sur la grille. Une portion de base déplétée, dont la dynamique est principalement liée à celle de la grille, permet de comprendre les phénomènes liés au blocage. On tient finalement compte de la chute de tension sur le canal MOS interne.

Le modèle ainsi mis en place est purement physique, même si certains paramètres sont adaptés de manière phénoménologique. Les équations de Poisson pour la région de la base, résolues habituellement en fonction du profil de densité de porteurs et à mobilité fixe pour un modèle contrôlé par la charge, sont résolues ici en fonction de la mobilité pour une densité de porteurs variant spatialement de manière linéaire. On met ainsi en évidence une densité de porteurs équivalente permettant une modélisation simplifiée des phénomènes dynamiques dans la base. Tous les paramètres dépendent très précisément du potentiel de grille, condition indispensable pour une bonne évaluation de la traînée en tension et des pertes en conduction.

Une fois le modèle physique établi, un macromodèle complet a été implémenté pour permettre de vérifier son comportement dans un simulateur de circuit. La correspondance entre les résultats, pour divers types d'enclenchements, obtenus par simulation par éléments finis ou à partir du macromodèle proposé, permet de valider toutes les hypothèses faites au niveau de l'analyse physique. On montre ainsi qu'un modèle développé en toute rigueur pour la commutation douce est également valable en commutation dure, alors que l'inverse n'a jamais été vérifié. On aura remarqué que les performances de modélisation atteintes s'obtiennent avec un temps de calcul raisonnable et permettent donc une utilisation en simulation de circuits complexes.

Quelques améliorations au niveau des phénomènes liés au déclenchement,

sortant du cadre de ce travail de thèse, sont encore nécessaires pour obtenir un macromodèle complet, donnant des résultats satisfaisants quel que soit le type de circuit dans lequel le transistor IGBT est utilisé. La modélisation sous forme digitale du retard pur correspondant au temps de transit des électrons au travers de la base impose un pas de calcul maximal très faible pour le simulateur. Il serait intéressant de pouvoir implémenter une forme analogique de ce retard, ce qui permettrait de nettement diminuer le temps de calcul nécessaire pour simuler une commutation.

Annexe A

A.1 Fichier de dopages pour IGBT 1,2kV

Le fichier ci-dessous est utilisé pour la génération du maillage nécessaire à la simulation par éléments finis. Il contient toutes les informations concernant le profil de dopage du transistor IGBT utilisé comme référence. Ils sont donnés à titre d'illustration pour un lecteur familiarisé avec le logiciel FEM utilisé. Il a été aimablement mis à disposition par ABB Semiconductor à Lenzburg.

```

title "1.2kV IGBT"
refinement { MinElementSize=0.5 MaxElementWidth=8 MaxElementHeight=5
# refinement top region
{ left=0 right=20 top=0 bottom=20 MaxElementHeight=0.5
MinElementWidth=2 maxTransDiff=(DopingConcentration,1)}
# refinement top1
{ left=0.0 right=10 top=0 bottom=5 MinElementWidth=0.8
MaxElementHeight=0.3 maxTransDiff=(DopingConcentration,0.1)}
# refinement top1
{ left=0.0 right=20 top=0 bottom=0.7 MinElementWidth=0.5
MaxElementHeight=0.05, maxTransDiff=(DopingConcentration,1.0)}
# channel refinement
{ left=6 right=11 top=0 bottom=0.05 MaxElementHeight=0.01
MinElementWidth=0.15 maxTransDiff=(DopingConcentration,2)}

```

```

# channel refinement
{ left=6 right=11 top=0 bottom=0.01 MaxElementHeight=0.002
MinElementWidth=0.15 maxTransDiff=(DopingConcentration,2)}

# source refinement
{ left=3.5 right=8 top=0 bottom=1.5 MaxElementHeight=0.1
MaxElementWidth=0.05 maxTransDiff=(DopingConcentration,0.05)}

# bottom1 refinement
{ left=0 right=20 top=80 bottom=125 MaxElementHeight=2
MinElementSize=0.3 MaxElementWidth=200 MaxAspectratio=200
maxTransDiff=(DopingConcentration,0.1)}

# bottom3 refinement
{ left=0 right=20 top=125 bottom=123 MaxElementHeight=0.07
MinElementSize=0.04 MaxElementWidth=200
maxTransDiff=(DopingConcentration,1)} }

profiles {
# doping of active silicon
constFunction { peakValue=6.6e13 species=P
lateralpenetr=1 line={(0,0) (20,0)} }
# doping of p+body
gaussFunction { peakValAndPenetr=(peakVal=1e19 Penetr=0.9)
lateralpenetr=0.7 species=B line={(0.0,0) (4.0,0)} }
# doping of p-well
gaussFunction { peakValAndPenetr=(peakVal=2.5e17 Penetr=1.0)
lateralpenetr=0.8 species=B line={(0.0,0) (7.0,0)} }
# doping of n+source
gaussFunction { peakValAndPenetr=(peakVal=11e19 Penetr=0.26)
lateralpenetr=0.7 species=P line={(4.0,0) (7.0,0)} }
# doping of n-buffer
gaussFunction { peakValAndPenetr=(peakVal=1.25e16 Penetr=20)
lateralpenetr=0.0 species=P
line={(20,163) (0,163)} }
# doping of p+emitter
gaussFunction { peakValAndPenetr=(peakVal=10e16 Penetr=0.08)
lateralpenetr=0.8 species=B
line={(20,124.8) (0,124.8)} }
# doping of p+emitter toward backend

```

```

gaussFunction { peakValAndPenetr=(peakVal=10e16 Penetr=0.19)
lateralpenetr=0.8 species=B
line={ (0,124.8) (20,124.8) } }
#lifetime
constFunction{ constValue =12.0e-06 species = elifetime
line = {(0 125) (0 0)} maxdistance =20 }
constFunction{ constValue = 3.0e-06 species = hlifetime
line = {(0 125) (0 0)} maxdistance =20 } }

```

A.2 Fichier de simulation mixte Dessis

Le fichier ci-dessous est utilisé pour pour la simulation du transistor IGBT étudié en commutation dure. Il contient entre autres la liste des paramètres physiques qui ont été activés pour cette étude et le circuit externe de test au format Spice.

```

Thermode { { name= "Anode_T" temperature=400 SurfaceResis-
tance=0.3} }

```

```

Plot { ElectricField/Vector Potential eCurrent/Vector hCurrent/Vector
eDensity
hDensity Doping eMobility hMobility eLifeTime hLifeTime eQuasiFermi
hQuasiFermi }

```

```

Physics { AreaFactor = 79577.472 Temperature = 300 Mobility ( Doping-
Dependence
HighFieldSaturation Enormal CarrierCarrierScattering )
EffectiveIntrinsicDensity(BennettWilson) OxideCharge=0
Recombination ( SRH(DopingDependence TemperatureDependence)
Auger Avalanche (Eparallel) ) }

```

```

Math { Cylindrical Extrapolate RelErrcontrol ErRef(electron)=1e10
ErRef(hole)=1e10 Digits=4 Iterations=12 notDamped=10 Derivatives
NewDiscretization }

```

```

File { SPICEPath= ". spice/lib" grid = "@grid@" doping = "@doping@"
current = "@plot@" output = "@log@" plot = "@dat@" save = "@save@"

```

```
}

```

```
Dessis igbt{ Electrode { { name= Anode voltage=1200 }
{ name= Cathode voltage=0 } { name= Gate1 voltage= 0 barrier=-0.55
} } }
```

```
System { igbt ig1(Anode=node1 Gate1=node2){ File { plot = "@dat@"
current = "@plot@" load = "init1200.sav" } }
```

```
r r1 (node1 node3) {r=0.01}
```

```
l l1 (node3 node4) {l0=5.0e-8}
```

```
i i1 (node7 node4) {type="pwl" pwlfile="ind.pwl"}
```

```
Capacitor_pset c1 (node4 node5) {capacitance=1e-10}
```

```
r r4 (node7 node5) {r=0.01}
```

```
D_bridge d1 (node4 node5) { area=1000.0}
```

```
v v1 (node5 0) {type="dc" dc=1200.0}
```

```
r r3 (node2 node6) {r=50}
```

```
v v2 (node6 0) {type="pwl" pwlfile="short.pwl"}
```

```
plot "n@node@_circ.plt" ( time() node1 node2 node3 node4 node5 node6
i(l1 node3) i(d1 node5) i(l2 node4) )
```

```
initialize (node1=1200 node2=0) }
```

```
Solve { coupled { hole electron poisson }
```

```
coupled { hole electron poisson contact circuit}
```

```
Transient( InitialStep=1e-7 MaxStep=1e-6 MinStep=1e-15 InitialTime=0
FinalTime=30e-6 Increment=1.5 Decrement=2.0 ) {
```

```
coupled { hole electron poisson contact circuit }
```

```
Plot ( FilePrefix="trans" Time=(Range=(0 30e-6)) NoOverwrite ) } }
```


Bibliographie

- [1] K. Sheng. *A Review of IGBT Models*. IEEE transactions on Power Electronics, 2000.
- [2] Philippe Barrade. *Cours d'Electronique de Puissance*. Publication personnelle, 2003.
- [3] Hansruedi Buhler. *Convertisseurs Statiques*. Presses Polytechniques et Universitaires Romandes, 1991.
- [4] Hansruedi Buhler. *Réglage de systèmes d'électronique de puissance, Théorie*. Presses Polytechniques et Universitaires Romandes, 1997.
- [5] Hansruedi Buhler. *Réglage de systèmes d'électronique de puissance, Entraînements réglés*. Presses Polytechniques et Universitaires Romandes, 1997.
- [6] Hansruedi Buhler. *Réglage de systèmes d'électronique de puissance, Réseaux électriques*. Presses Polytechniques et Universitaires Romandes, 1999.
- [7] P. Barrade, S. Pittet, and A. Rufer. *Energy storage system using a series connection of supercapacitors, with an active device for equalizing the voltages*. IPEC Tokyo, 2000.
- [8] P. Barrade, S. Pittet, and A. Rufer. *Series connection of supercapacitors, with an active device for equalizing the voltages*. PCIM Nurenberg, 2000.
- [9] S. Salama. *DE 42 33 573 C2*. brevet, 1994.
- [10] S. Salama. *Quasi resonant 3-phase IGBT inverter*. Power Electronics Specialists Conference, 1995.
- [11] S. Salama. *DE 196 36 248 C1*. brevet, 1997.

- [12] S. Salama. *Clamp Voltage Controller for Soft Turn-ON Modular Power Converter (STO-MPC)*. Daimler-Benz AG Technical Note, 1998.
- [13] S. Salama. *Novel Soft Turn-On Inverter for Medium and High Power Propulsion*. Daimler-Benz AG Technical Note, 1997.
- [14] H. Reinold and M. Steiner. *Characterization of Semiconductor Losses in Series Resonant DC-DC Converters for High Power Applications using transformers with low Leakage Inductance*. EPE Lausanne, 1999.
- [15] D. Zuber. *Mittelfrequente resonante DC/DC-Wandler für Traktionsanwendungen*. Thèse ETH 14121, 2001.
- [16] K. Haddad, V. Rajagopalan, Y. Cheron, and H. Foch. *Novel Method of Power Control of a DC to DC Resonant Converter*. Power Electronics Specialists Conference, 1989.
- [17] F. Canales, P. Barbosa, and F.C. Lee. *A zero-voltage and zero-current switching three-level DC/DC converter*. IEEE Transactions on Power Electronics, 2002.
- [18] R.W. Hamming. *Numerical Methods for Scientists and Engineers*. McGraw-Hill, 1973.
- [19] A.R. Hefner. *An Experimentally Verified IGBT Model Implemented in the Saber Circuit Simulator*. IEEE transactions on Power Electronics, 1994.
- [20] K. Sheng. *A New Analytical IGBT Model with Improved Electrical Characteristics*. IEEE transactions on Power Electronics, 1999.
- [21] F.F. Protiwa. *New IGBT Model for PSpice*. Fifth European Conference on Power Electronics and Applications, 1993.
- [22] S. Musumeci. *PT-IGBT PSpice model with new parameter extraction for life-time and epy dependent behaviour simulation*. 27th Annual IEEE Power Electronics Specialists Conference, 1996.
- [23] Y.Y. Tzou. *Practical Spice macro model for the IGBT*. IECON proceedings, 1993.
- [24] J.T. Hsu. *Behavioural modeling of the IGBT using the Hammerstein configuration*. IEEE transactions on Power Electronics, 1996.
- [25] T. Wikstrom, F. Bauer, S. Linder, and W. Fichtner. *Experimental study on plasma engineering in 6500 V IGBTs*. Power Semiconductor Devices and ICs, 2000.

- [26] A. Kopta M. Rahimo, S. Eicher, N. Kaminski, F. Bauer, U. Schlapbach, and S. Linder. *Extending the boundary limits of high voltage IGBTs and diodes to above 8 kV*. Power Semiconductor Devices and ICs, 2002.
- [27] L. Lorenz. *Trends in Power Integration, state-of-the Art and Future*. PCIM conference China, 2002.
- [28] F. Bauer. *The MOS controlled super junction transistor (SJBT): a new, highly efficient, high power semiconductor device for medium to high voltage applications*. Power Semiconductor Devices and ICs, 2002.
- [29] Ned Mohan, T. Undeland, and W. Robbins. *Power Electronics*. John Wiley&sons, 1995.
- [30] H. Iwamoto. *A New 1700V-IGBT Series for 690V Line Voltage*. PCIM conference Europe, 2001.
- [31] F. Bauer, W. Fichtner, H. Dettmer, R. Bayerer, E. Herr, T. Stockmeier, and U. Thiemann. *A comparison of emitter concepts for high voltage IGBTs*. Power Semiconductor Devices and ICs, 1995.
- [32] K Nakamura. *1200V LPT Trench IGBTs*. Mitsubishi technical report, 2002.
- [33] M. Rahimo. *Novel Soft-Punch-Through (SPT) 1700V IGBT Sets Benchmark on Technology Curve*. PCIM conference Europe, 2001.
- [34] Byeong-Mun Song. *Switching Characteristics of NPT and PT IGBTs under Zero-voltage switching conditions*. Thirty-Fourth IAS Annual Meeting, Industry Applications Conference, 1999.
- [35] Vitezslav Benda. *Power semiconductor devices*. John Wiley&sons, 1999.
- [36] Ichiro Omura. *Oscillation Effects in IGBT's Related to Negative Capacitance Phenomena*. IEEE transactions on Electron Devices, 1999.
- [37] Paolo Antognetti. *Power integrated circuits*. McGraw-Hill, 1986.
- [38] N.D. Arora, J.R. Hauser, and D.J. Roulston. *Electron and Hole Mobilities in Silicon as a Function of Concentration and Temperature*. IEEE Transactions on Electron Devices, 1982.
- [39] Sorab K. Ghandhi. *Semiconductor Power Devices*. John Wiley&sons, 1991.
- [40] Integrated Systems Engineering AG. *ISE TCAD manuals 8.0*. 2002.

- [41] K. Arbentz and A. Wohlhauser. *Analyse numérique*. Presses Polytechniques et Universitaires Romandes, 1986.
- [42] C.C. McAndrew. *A Single-Piece Continuous MOSFET Model Including Subthreshold Conduction*. IEEE Electron Device Letters, 1991.
- [43] J-P Jestin. *Absorption et emission d'énergie par la structure électronique d'un atome*. DTS IMRT, 2003.
- [44] D. E. Kane and R. M. Swanson. *Modeling of Electron-Hole Scattering in Semiconductor Devices*. IEEE transactions on Electron Devices, 1993.
- [45] G. Masetti, M. Severi, and S. Solmi. *Modeling of carrier mobility against carrier concentration in Arsenic-Phosphorus- and Boron-doped Silicon*. IEEE transactions on Electron Devices, 1983.
- [46] Xiaolu Yuan and Florin Udrea. *On-State Analytical Modeling of IGBTs With Local Lifetime Control*. IEEE transactions on Power Electronics, 2002.
- [47] D. Munteanu and A.-M. Ionescu. *Modeling of Drain Current Overshoot and Recombination Lifetime Extraction in Floating-Body Submicron SOI MOSFETs*. IEEE transactions on Electron Devices, 2002.
- [48] J.S. Hamel and R. Selvakumar. *The General Transient Charge Control Relation: A New Charge Control Relation for Semiconductor Devices*. IEEE transactions on Electron Devices, 1991.
- [49] J.A. Seitchik and J.S. Hamel. *Transient Base Dynamics of Bipolar Transistors in High Injection*. IEEE transactions on Electron Devices, 1994.
- [50] K. Suzuki, S. Satoh, and N. Nakayama. *Transient Analysis of Stored Charge in Neutral Base Region*. IEEE transactions on Electron Devices, 1992.
- [51] D. M. Caughey and R. E. Thomas. *Carrier mobilities in Silicon empirically related to doping and field*. IEEE proceedings, 1967.
- [52] C. Canali, G. Majni, R. Minder, and G. Ottaviani. *Electron and hole drift velocity measurements in Silicon and their empirical relation to electric field and temperature*. IEEE Transactions on Electron Devices, 1975.

- [53] S. Pittet and A. Rufer. *Importance of Quasi-Saturation Effect in the Bipolar Junction of High Voltage NPT- IGBTs for power calculations*. PCIM Nuremberg, 2001.
- [54] Jean-Daniel Chatelain. *Dispositifs à semiconducteur*. Presses Polytechniques et Universitaires Romandes, 1986.
- [55] S. Pittet and A. Rufer. *Analytical analysis of Quasi-Saturation Effect in PT and NPT IGBTs*. PCIM Nuremberg, 2001.
- [56] F. Rahali. *Semiconducteurs et jonction PN*. Laboratoire d'électronique générale, EPFL, 1995.
- [57] M. Takei, T. Naito, and K. Ueno. *Reverse blocking IGBT for matrix converter with ultra-thin wafer technology*. IEE Proceedings on Circuits, Devices and Systems, 2004.
- [58] S. Bernet and J. Petzoldt. *AC-link converters with MCTs and reverse blocking NPT-IGBTs*. Power Electronics Specialists Conference, 1995.
- [59] W. Fang, U. Knorr, S. Stanton, and D. Lin. *A Complete Solution for Electromechanical System Design*. PCIM Shanghai, 2002.
- [60] S. Lefebvre, F. Forest, F. Calmon, and J.P. Chante. *Turn-off analysis of the IGBT used in ZCS mode*. Power Semiconductor Devices and ICs, 1994.

Glossaire

Symbole	Description
A	Surface d'un composant
C_{ce}	Capacité parasite collecteur-émetteur
C_{gc}	Capacité parasite grille-collecteur
C_{ge}	Capacité parasite grille-émetteur
C_{ox}	Capacité d'oxyde de grille
D	Rapport cyclique
D_{eff}	Constante de diffusion effective
D_n	Constante de diffusion pour les électrons
D_p	Constante de diffusion pour les trous
E_0	Champ électrique maximal dans un semiconducteur
E_{off}	Energie dissipée lors d'un déclenchement
E_{on}	Energie dissipée lors d'un enclenchement
f_c	Fréquence de commutation
g_{fs}	Paramètre de transconductance d'un transistor MOSFET
I_c	Courant de collecteur
I_D	Courant de drain d'un transistor MOSFET
I_e	Courant d'émetteur
I_g	Courant de grille
I_n	Courant d'électrons
I_p	Courant de trous
I_{rr}	Courant maximal de recouvrement inverse
I_s	Courant inverse de saturation
L	Longueur de diffusion ambipolaire
L_{MOS}	Longueur du canal d'un transistor MOSFET

Symbole	Description
L_n	Longueur de diffusion pour les électrons
L_p	Longueur de diffusion pour les trous
n	Nombre volumique d'électrons
n_{eq}	Densité équivalente d'électrons
N_A	Dopage initial d'accepteurs d'électrons
N_D	Dopage initial de donneurs d'électrons
p	Nombre volumique de trous
P_{comm}	Pertes en commutation
P_{cond}	Pertes en conduction
q	Charge électrique élémentaire
Q_B	Charge totale dans la base
$R_{DS(on)}$	Résistance à l'état passant d'un transistor MOSFET
R_g	Résistance de grille
$t_{d(on)}$	Délai d'enclenchement
t_{ox}	Epaisseur d'un oxyde de grille
t_t	Temps de transit des porteurs au travers de la base
t_{rr}	Temps de recouvrement inverse
u_T	Tension thermodynamique
v_{sat}	Vitesse de saturation des porteurs
U_j	Chute de tension à l'état passant sur une jonction idéale
V_{ce}	Tension collecteur-émetteur
$V_{ge(th)}$	Tension de seuil de la grille
V_{gh}	Tension de commande de grille pour un état passant
V_{gl}	Tension de commande de grille pour le blocage
V_{in}	Tension d'alimentation d'un circuit de puissance
V_j	Chute de tension sur la jonction collecteur-base
V_m	Chute de tension sur un canal MOSFET
V_{on}	Tension à l'état passant sur un transistor
V_p	Potentiel de pincement du canal MOSFET
V_{qs}	Tension de quasi-saturation
V_{T0}	Tension de seuil d'un transistor MOSFET non polarisé
w_b	Largeur de la base d'un transistor
W_{MOS}	Largeur du canal d'un transistor MOSFET

Symbole	Description
β_{pnp}	Gain en courant d'un transistor bipolaire
ϵ	Permittivité
ϵ_{ox}	Permittivité d'un oxyde de grille
η	Rendement
η	Densité de porteurs
μ_{eff}	Mobilité effective
μ_{low}	Mobilité à faible champ électrique
μ_n	Mobilité des électrons
μ_p	Mobilité des trous
ρ	Charge volumique
σ_n	Conductivité pour les électrons
σ_p	Conductivité pour les trous
τ_{eff}	Durée de vie effective des porteurs
τ_g	Constante de temps de la grille
τ_H^*	Durée de vie effective sous forte injection
τ_p	Durée de vie des trous

Curriculum Vitae

Serge PITTET

Né le 17 octobre 1973 à Lausanne, Suisse.

EXPERIENCES PROFESSIONNELLES

- Depuis février 2003: Chargé des cours d'électronique de puissance et d'entraînements réglés à l'école d'ingénieurs de Lausanne (Eivd), cours du soir.
- Depuis septembre 1999: Assistant du professeur A. Rufer au laboratoire d'électronique de puissance de l'EPFL. Encadrement de nombreux projets de semestre.
- 1997-1999: Stage de onze mois (dont quatre de travail de diplôme) à l'institut de microélectronique de Pékin (Chine), travaillant sur le design de circuits intégrés.
- Depuis 1991 : Responsable de prestation pour des manifestations de grande envergure dans le domaine de la sonorisation. Principalement pour Hyperson (Romanel) et Studio 20 (propre entreprise).
- 1991 - 1996: Travail comme animateur dans un centre de loisirs; bonne expérience éducative et de gestion de groupes. Coordination de projets impliquant jusqu'à 80 personnes.

ETUDES ENTREPRISES

- Scolarité obligatoire - maturité type scientifique.
- Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne: Titre obtenu (mars 1999): ingénieur en électricité EPFL.

Electronique: générale, de puissance, HF et VHF.

Traitement du signal: Traitement numérique, de l'image et de la parole.

Ondes: propagation, audio, émission et antennes.

Management: économie, droit commercial, MBO.

LANGUES

- Français (langue maternelle)
- Anglais (parlé et écrit, bon niveau)
- Allemand (parlé et écrit, bon niveau)
- Chinois (parlé, niveau moyen)

PUBLICATIONS

- Energy storage system using a series connection of supercapacitors, with an active device for equalising the voltages of each capacitor (IPEC-Tokyo 2000).
- Importance of quasi-saturation effect in the bipolar junction of high voltage NPT-IGBTs for power calculations. (PCIM 2001-Nuremberg)
- Analytical analysis of Quasi-Saturation Effect in PT and NPT IGBTs (PCIM 2002-Shanghai).
- Chairman pour la session "Power Motion Control and Drives" (PCIM 2002-Shanghai).